

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

redigiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

8. Jahrgang

1. Februar 1927

Nr. 3

1. Allgemeines.

H. Gerdien. Dr. Hans Riegger. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 1—7, 1926, Nr. 2. *Scheel.*

Gleason Tooth-Spacing Tester. Machinery 33, 230, 1926, Nr. 3. Das Gerät arbeitet nach dem bekannten Prinzip, daß sich ein Zahn des um einen Zapfen drehbaren Zahnrades gegen einen festen Anschlag legt, während die entsprechende Flanke des benachbarten Zahnes auf einen Meßbolzen einwirkt, der hier seine Bewegung auf ein Optimeter überträgt. *Berndt.*

Charles O. Herb. Inspection Devices in an Automobile Plant. Machinery 33, 185—188, 1926, Nr. 3. Beschrieben wird ein Gerät zur Messung der Dicke der Zähne von Kegelrädern und zur Kontrolle der genauen Gegenüberlage zweier Zähne, ferner Vorrichtungen zur Bestimmung der Zahnluft sowie des Außen- und Innendurchmessers des Zahnkranzes und des Kegelwinkels bei Kegelrädern, die sich ohne Abbildung nicht erläutern lassen. Das Zusammenarbeiten von Kegelrädern wird mittels der bekannten Prüfmaschinen untersucht. Zur Kontrolle des Teilkreisdurchmessers und der Konzentrität werden Spiralkegelräder auf einem Dorn aufgenommen, der in zwei V-Prismen gedreht wird; dabei wird nacheinander in die einzelnen Lücken der kugelförmig abgerundete Meßzapfen einer Meßuhr eingeführt. Stirnräder werden mit den einzelnen Zähnen gegen einen Anschlag gelegt und dann in eine Lücke wieder der Meßzapfen einer Meßuhr gebracht (dies gibt die Winkelfehler der Teilung). Zum Messen der Abstände von bestimmten Teilen, wie etwa eines Bundes von der Stirnfläche der Welle und ähnliches, sind Sonderformen von Fühlhebelanordnungen entwickelt. *Berndt.*

G. C. Reilley. Centralized Gage Checking Department. Machinery 33, 172—175, 1926, Nr. 3. Bei der General Electric Company werden im Durchschnitt 400 Lehren am Tage kontrolliert. Die Temperatur des Meßraumes beträgt 70 bis 75° F. Die Ausrüstung besteht aus den üblichen Geräten, wie Meßmaschine, Optimeter, Interferenzapparat, Gewindeprojektionsapparat, Dreidrahtmethode, einfacher Kegelprüfer, Spiralbohrerlupe, binokulares Mikroskop, Endmaße usw. Sehr große Durchmesser werden mittels Bandmaßen gemessen. Dafür wird bei solchen für Räder bis zu 48" (rund 1200 mm) Durchmesser eine Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-5}$ Zoll (also etwa $\pm 1,25 \mu$), bei größeren eine solche von 10^{-4} Zoll

verlangt (!). Die Länge der Bandmaße wird im Prinzip so bestimmt, daß sie um zwei gleiche Scheiben gelegt und zwischen diese ein Stichmaß gebracht wird, wobei die Enden des Bandmaßes zusammenstoßen müssen. *Berndt.*

Leo Behr and F. W. Reynolds. Free fall apparatus. Journ. Opt. Soc. Amer. **13**, 213—216, 1926, Nr. 2. Die Arbeit enthält die Beschreibung eines neuen, für den Gebrauch im Praktikum bestimmten Apparats zur Messung der Erdbeschleunigung am frei fallenden Körper. Ein Fallgewicht aus Eisen, das zunächst von einem Elektromagneten gehalten wird, fällt beim Unterbrechen des Magnetstromes herab, und zwar längs eines Eisenträgers und einer zu diesem parallelen, elektrisch von ihm isolierten Messingschiene. Während der Körper fällt, wird eine von einem kleinen Transformator gelieferte Hochspannung stoßweise in kurzen gleichen Zeitabständen an Schiene und Träger gelegt. Bei jedem Spannungsstoß springt ein Funke von der Schiene zum Fallgewicht und von da zum Träger. Die Stellen des Funkenübergangs werden auf einem Papierstreifen, mit dem der Träger bedeckt ist und der vom Funken durchschlagen wird, markiert. Aus der Messung des Abstandes der Durchschlagsstellen und aus der Anzahl der Funken in der Sekunde ergibt sich dann die Fallbeschleunigung. Die regelmäßigen Spannungsstöße werden erzeugt mittels eines durch einen Wechselstromsynchronmotor angetriebenen rotierenden Umschalters, durch den ein Kondensator abwechselnd an eine Spannungsquelle gelegt und durch die Primärwicklung des Transformators entladen wird. Der zeitliche Abstand der Spannungsstöße läßt sich bei dieser Anordnung leicht aus der Frequenz des den Motor treibenden Wechselstromes bestimmen. *Lambertz.*

René Lutembacher et Léon Gaumont. Application à l'enseignement de l'enregistrement optique des sons combiné à la cinématographie. C. R. **183**, 703—704, 1926, Nr. 17. In dem hier berichteten Vortrag führen die Verf. der Akademie eine Apparatur vor, die gestattet, einen Vorgang kinematographisch aufzunehmen und gleichzeitig die ihn begleitenden Töne oder Geräusche optisch zu registrieren. Zu diesem Zwecke werden die Ströme eines Mikrophons durch einen Spiegeloszillographen geschickt, dessen Lichtzeiger auf einen Film fällt. Zur Wiedergabe der Töne wird eine Selenzelle sowie ein Lautsprecher mit Dreiröhrenverstärker benutzt. Der Synchronismus zwischen Bild und Ton ist nach Angabe der Verf. sehr gut. Was die Leistungsfähigkeit betrifft, so konnten bei einem Film, der die Anwendung bestimmter, auf das Herz einwirkender Medikamente zeigte, die Herzgeräusche einem größeren Auditorium hörbar gemacht werden. Das hierzu erforderliche besondere Mikrophon wird kurz beschrieben. *Lambertz.*

Aron Svensson. Zur Psychrometerfrage. Meteorol. ZS. **43**, 140—146, 1926, Nr. 4. Verf. schlägt als Psychrometerformel die von ihm empirisch gefundene vor: $x = (a + b \cdot t') f' - A \cdot H (t - t')$ oder, da b sehr klein, die einfachere $x = \eta \cdot f' - A H (t - t')$. Dabei bedeuten t, t' die Temperaturen des trockenen bzw. feuchten Thermometers, a, b, A, η aus Versuchen zu bestimmende Konstanten. η hat Ekholm „Hygroskopizitätsfaktor“ genannt. Da Verf. aber η für verschiedene Stoffe, die als Strumpf des feuchten Thermometers benutzt werden, keinen Unterschied findet, so scheint eine Abhängigkeit von der Hygroskopizität zweifelhaft. Das Sättigen von bewegter Luft mit Wasserdampf ist schwer zu erreichen. Ferner findet er, daß „Strümpfe“ von sogenannten rundgewebten Bändern für die Befeuchtung beim nassen Thermometer am besten sind. Als Normalinstrument diene das SONDÉNSCHE Hygrometer. *H. Ebert.*

Erwin Tiedemann. Neuer Vakuumsublimationsapparat. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 229–232, 1926, Nr. 2. Es wird ein Laboratoriumsapparat beschrieben, der es gestattet, empfindliche organische Substanzen im Hochvakuum zu sublimieren. Auf die bisher wenig ausgenutzte Möglichkeit, auch Körper zur Sublimation zu bringen, die man bisher zu destillieren pflegte, wird hingewiesen; die Vorteile gegenüber anderen Reinigungsmethoden bestehen in einer Zurückdrängung der Zersetzung, größerer Ausbeute und höherem Reinheitsgrad des Endproduktes. Der auf einem einfachen Prinzip beruhende Apparat kann leicht auch in den technischen Maßstab übersetzt werden. *Scheel.*

L'Abbé L. Palfray. Un broyeur à glace, à l'usage des laboratoires. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 80 S, 1926, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 232.] *Scheel.*

H. W. Bearce. A fundamental basis for measurements of length. Scient. Pap. Bureau of Stand. 21, 395–408, 1926, Nr. 535. In England gilt als gesetzliche Umrechnung des Meters auf das Yard: 1 Yard = 3600/3937,0113 m, in Amerika dagegen 1 Yard = 3600/3937 m. Daraus folgt: 1 englischer Zoll = 25,39998 mm und 1 amerikanischer Zoll = 25,40005 mm. Der zwischen beiden somit bestehende Unterschied ist bei der heutigen Genauigkeit der technischen Messungen nicht tragbar. Es wird deshalb vorgeschlagen, das Yard auf das Meter zurückzuführen, wie dies in Amerika schon geschieht, zumal auch begründete Zweifel an der Beständigkeit des Imperial Standard Yard bestehen, und für die Umrechnung den runden Wert $1'' = 25,4$ mm festzusetzen, woraus folgt 1 Yard = 0,9144 m. Dies hätte den Vorteil, daß unter Benutzung eines Wechselrades von 254 oder 127 Zähnen auf Zoll- und auf metrischen Spindeln beide Teilungen sowie beide Gewinde hergestellt werden können. Jenem Werte als Umrechnungsfaktor hat auch die internationale Normenkonferenz im April 1926 in New York zugestimmt. Nun ist aber auch die Beständigkeit des Meterprototyps durchaus nicht über alle Zweifel erhaben, dagegen haben mehrere sehr sorgfältige Untersuchungen gezeigt, daß die Wellenlänge der roten Linie des Cadmiums, selbst unter stark variierten Erzeugungsbedingungen, konstant ist. Deshalb wird weiter vorgeschlagen, das Meter durch die Zahl der in ihm enthaltenen Wellenlängen λ , und zwar auf Grund der Messungen von Benoit, Fabry und Perot, $1 \text{ m} = 1553164,13 \cdot \lambda$ zu definieren (bei 15° der Wasserstoffskale, 760 mm Barometerstand und der Feuchtigkeit 0 für die Wellenlänge). Unter den gleichen Bedingungen würde dann gelten 1 Yard = $1420213,25 \cdot \lambda$. (Anm. des Ref.: Um wirklich mit einem konstanten Umrechnungsfaktor zwischen Zoll und Millimeter rechnen zu können, wäre noch für die Industrie die Festsetzung einer überall gleichen Bezugstemperatur notwendig; da fast alle Kulturstaaten, einschließlich Deutschland und Amerika, hierfür 20°C angenommen haben, wäre nur noch nötig, daß auch England hierzu überginge.) *Berndt.*

A. J. C. Brookes. Do We Require Larger Screw Thread Tolerances? Amer. Machin. 65, 116 E–117 E, 1926, Nr. 11. Durch Vergleich der englischen Gewindetoleranzen mit den Toleranzen für Rundpassungen wird gefolgert, daß die Gewindetoleranzen um 70 Proz. zu groß sind, was nur von der übertrieben großen Toleranz für die Steigung herrührt. Deshalb sollten die englischen Gewindetoleranzen verengert werden. *Berndt.*

F. W. Elstüb. Do We Require Larger Screw Thread Tolerances? Amer. Machin. 65, 166 E, 1926, Nr. 15. Verf. wendet sich gegen die Vorschläge

von Brookes (vgl. vorstehendes Referat), Rundpassungs- und Gewindetoleranzen können gar nicht in Beziehung zueinander gesetzt werden, da die Aufgaben in beiden Fällen sehr verschieden sind. Bei den Gewindetoleranzen soll man auf den Verwendungszweck der Schrauben und nicht auf die Genauigkeit der Schneidzeuge sehen. Deshalb wären die englischen Gewindetoleranzen zu vergrößern. Größere Genauigkeit der Schneidzeuge gibt die Möglichkeit, der Werkstatt gröbere Toleranzen zu gewähren.

Berndt.

Frank C. Hudson. Standardize on the Unilateral Tolerance. Amer. Machin. 65, 535, 1926, Nr. 13. Lehren und Vorrichtungen allein gewähren noch keine Austauschbarkeit, dazu gehören vor allem Toleranzen. Ihrer Vorzüge wegen sollen einseitig liegende Toleranzen gewählt werden.

Berndt.

Wilhelm Wolfstieg. Anwendung der DIN-Herstellungsgenauigkeiten und Abnutzungsgrenzen für nicht genormte Lehren, Längen- und Formlehren. Maschinenbau 5, 990—994, 1926, Nr. 21. Auch für Sonderlehren soll Herstellungsgenauigkeit und Abnutzung festgelegt werden, wobei man möglichst die für Rundpassungslehren festgelegten Werte nimmt. Sie werden durch vorgesetztes *e*, *f*, *s* oder *g* bezeichnet. Sind größere Ungenauigkeiten oder Abnutzungen zulässig, so deutet das Zeichen *gg* an, daß die Werte doppelt so groß als bei der Grobpassung sind. Stichmaße und kombinierte Lehren gelten als Gutseite (letztere sind ja zur Kontrolle der Ausschußseite nicht zu verwenden). Die Anwendung dieser Grundsätze sowie die an den Lehren anzubringende Bezeichnung wird an mehreren Beispielen erläutert. Auch Radien von Formlehren sind als Gutseite aufzufassen (falls man sie nicht als Grenzlehren ausbildet).

Berndt.

H. J. French and H. K. Herschman. Wear of Steels with Particular Reference to Plug Gages. Amer. Machin. 65, 530—532, 1926, Nr. 13. [S. 170.]

Berndt.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

R. Tomaschek. Über Versuche zur Auffindung elektrodynamischer Wirkungen der Erdbewegung in großen Höhen. I. Ann. d. Phys. (4) 78, 743—756, 1925, Nr. 24. Die Versuche von Tomaschek zielen darauf hin, die Lenardsche Theorie von Äther und Uräther zu prüfen. Es handelt sich um die Relativbewegung der beiden Lenardschen Äthersysteme, von denen das eine mit der Erde verbunden ist und das andere — das System des Uräthers — die Erdbewegung nicht mitmacht. Diese mit Kondensatoren unternommenen Versuche stellen also eine Parallele zu seinen Interferenzversuchen mit dem Lichte außerirdischer Lichtquellen dar. In größerer Entfernung von der Erdoberfläche müßte sich infolge der bewegten Ladung des Kondensators ein mit feinen Mitteln entdeckbares Magnetfeld einstellen. Ferner müßte die Wirkung eines Drehmoments auftreten, welches die Platten eines Kondensators in eine bestimmte Richtung zu bringen sucht. Die Ausführung dieser Versuche erfordert ein ungewöhnliches Maß von Sorgfalt und Ausdauer, weil die zu erwartenden Wirkungen sehr klein sind und überdies leicht durch vielerlei Störungen verdeckt werden können. I. Wir wenden uns zunächst zum Problem, ein magnetisches Feld nachzuweisen. Die Anordnung war folgende: Verwandt wurde ein Kondensator, bestehend aus zwei horizontalen Kreisplatten, die obere von 18 cm Durchmesser und die untere von 14 cm. Die obere, bestehend aus einer 4 mm

dicken Messingplatte, besaß eine kreisförmige Vertiefung von 9 cm Durchmesser. In dieser Einlassung befand sich der untere Magnet eines astatischen Magnetnadelpaares. Die Nadeln hatten eine ungefähre Länge von 8 cm und waren 19 cm voneinander entfernt. Dieses System hing an einem 47 cm langen Kokonfaden, der durch ein Messingrohr geschützt war. Letzteres war durch einen Wattenmantel gegen Temperaturschwankungen geschützt. Die Astasierung erfolgte durch einen ausgeglühten Ring aus weichem Eisen. Die Schwingungsdauer des Systems variierte von 30 bis 50 Sekunden. Das Torsionsverhältnis betrug bei 27 Sekunden Schwingungsdauer 0,0043. Die Ablesung erfolgte mit Fernrohr und Skale. Bei Verwendung von Luft als Dielektrikum wurden die Platten durch Quarzröhrchen voneinander isoliert. Wurde Schwefel verwandt, so wurden die Platten durch Messingklammern gehalten, die ihrerseits durch Hartgummischeiben isoliert waren. Der Plattenabstand betrug 2 cm bei Luft und 1,5 cm bei Schwefel. Die Ladung der Platten geschah durch eine kleine Influenzmaschine unter Parallelschaltung einer großen Leidener Flasche. Die Spannung betrug 10 000 bis 15 000 Volt. Gegen elektrostatische Störungen war der Apparat möglichst geschützt. Das erwartete Magnetfeld wurde verglichen mit der äquivalenten magnetischen Wirkung einer Stromschleife. So ergab sich eine Empfindlichkeit der Anordnung zu etwa 5 Skalenteilen/m für eine Stromdichte von 10^{-4} Wb/cm. Die Anordnung war so empfindlich, daß 0,5 Skalenteile bei einer Entfernung von 2 m noch gut nachweisbar waren. Dies entspricht einer Stromdichte von $5 \cdot 10^{-6}$ Wb/cm. Eine Berechnung zeigt, daß eine Relativgeschwindigkeit von $v = 10^4$ cm/sec bei Verwendung von Luft noch hätte nachgewiesen werden können. Bei Schwefel als Dielektrikum wäre diese Geschwindigkeit $2 \cdot 10^3$. — Die Beobachtungen erfolgten in verschiedenen Höhen, bei 120 m, bei 570 m und die Hauptversuche am Jungfraujoch bei 3457 m. Es wurden 100 Messungsreihen ausgeführt bei verschiedenen Einstellungen der Magnetnadel und zu verschiedenen Jahreszeiten. An keinem der Orte zeigte sich ein merklicher Effekt. — II. Der zweite Teil der Untersuchung bezog sich auf das mögliche Auftreten eines auf den Kondensator durch die Relativbewegung wirkenden Drehmoments. Die Versuchsanordnung stellt eine wesentliche Verbesserung der bekannten Experimente von Trouton und Noble dar. Die Empfindlichkeit war auf das 20fache gesteigert. Es wurde ein leichter Kondensator so aufgehängt, daß ein feiner Draht aus Phosphorbronze von 50 cm Länge und 0,015 mm Durchmesser als Achse in die Plattenebene fiel. Der Kondensator bestand aus 16 Elementen. Sehr dünne Glimmerplättchen von 2,5 cm Radius und einer Dicke von 0,005 cm wurden mit sehr dünner Aluminiumfolie überzogen, so daß der Überzug bis auf 1 cm an den Rand heranreichte. Die eine Schaltung des Kondensators war geerdet. Die Kapazität betrug 0,015 mF. Der Kondensator war gegen elektrostatische Störungen und Luftströmungen geschützt. Die Messung der Spannung des Kondensators wurde mit einem Braunschen Elektrometer ausgeführt. Die Schwingungsdauer betrug 8 Minuten. Die Genauigkeit der Messungen war durch elektrostatische Störungen beschränkt. Es wurden an den drei Beobachtungsorten im ganzen 40 Reihen mit ungefähr 10 000 Beobachtungen ausgeführt. Bei voller Erdbahngeschwindigkeit und günstigster Stellung des Kondensators wäre ein Drehmoment von $1,23 \cdot 10^{-3}$ CGS zu erwarten gewesen, entsprechend einem Ausschlag von 547 mm an einer geraden, 1 m entfernten Skale. Es zeigten sich keine die Fehlergrenze überschreitenden Wirkungen. Jedenfalls war nicht $\frac{1}{100}$ der zu erwartenden Wirkung vorhanden, auch wenn die Eigenbewegung des Sonnensystems in Rechnung gezogen wurde. Das Resultat dieser Beobachtungen steht in einem gewissen Gegensatz zu Millers positiven Ergebnissen des Michelsonschen Versuchs. Bekanntlich entsprechen dessen

Zahlen einer Relativgeschwindigkeit von 30 Proz. der Erdbahngeschwindigkeit, und dieser Prozentsatz hätte sich auch bei den Versuchen des Verf. zeigen müssen. Mit Recht macht aber letzterer darauf aufmerksam, daß die Berichte über die Millerschen Versuche noch nicht erschöpfend sind.

A. H. Bucherer.

R. Tomaschek. Über Versuche zur Auffindung elektrodynamischer Wirkungen der Erdbewegung in großen Höhen. II. Ann. d. Phys. (4) 80, 509—514, 1926, Nr. 13. I. Die grundsätzliche Wichtigkeit der vom Verf. unternommenen Kondensatorversuche zur Auffindung eines Drehmoments veranlaßte ihn, diese Beobachtungen unter noch günstigeren Bedingungen in großen Höhen zu wiederholen. Die Versuche fielen in den Frühling, in eine Zeit, als sich die Geschwindigkeit des Sonnensystems zur Bahngeschwindigkeit der Erde addierte. Zur Verwendung gelangte ein Kondensator, der eine bedeutend größere Kapazität besaß — 0,210 mF — und dabei trotz größeren Gewichts eine kürzere Schwingungsdauer, nämlich 5 Minuten. An Stelle des Bronzedrahtes war ein sehr dünnes Bronzeband getreten. Auf elektrostatischen Schutz wurde besonderer Wert gelegt. Der Kondensator war von einer hohlen Halbkugel aus dünnem Aluminiumblech umgeben. Aus Messungen der Direktionskraft des Bronzebandes 0,063 CGS, ferner aus der Berechnung der Energie des Kondensators $2,9 \cdot 10^6$ Einheiten, entsprechend einer Spannung von 1660 Volt, hätte im günstigsten Falle bei Nichtberücksichtigung der Bewegung des Sonnensystems ein Drehmoment von 0,289 CGS bei einem Ausschlag von 1320 mm auftreten müssen. Die Empfindlichkeit der Anordnung war so groß, daß eine Relativgeschwindigkeit von 500 m/sec noch zu entdecken gewesen wäre. Tatsächlich zeigten sich keine Schwankungen in den Beobachtungen, die größer als $\frac{1}{1500}$ des auf Grund der Theorie der teilweisen Mitführung zu erwartenden Effektes gewesen wären. Nach den Millerschen Versuchen hätte man nämlich einen Ausschlag von 344 mm erwarten sollen. Bei Annahme eines vollen Ätherstromes von 50 km/sec Geschwindigkeit hätte der Beobachtungsfehler etwa $\frac{1}{11000}$ des zu erwartenden Effektes darstellen müssen. — II. Über einen Interferenzversuch erster Ordnung bei Verwendung von materiellen Medien in der Höhe. Läßt man einen Lichtstrahl in einem Medium von hoher Brechbarkeit parallel der Bahngeschwindigkeit der Erde hin und her gehen, so müßte sich wegen der Differenz der Lichtzeiten auf dem Hin- und Hergang durch ein geeignetes Interferometer eine Verschiebung der Streifen zeigen, wenn der Apparat gedreht wird. Die Anordnung glich einem Michelsonschen Interferometer. Eine 72 cm lange Röhre war mit Schwefelkohlenstoff und bei einigen Versuchen mit Wasser gefüllt. Um das Licht möglichst homogen zu machen, wurde es durch ein Rotfilter gesandt. Durch Ablesen des mittleren und der beiden benachbarten Interferenzstreifen bei einer Drehung um jeweils $22,5^\circ$ wurde festgestellt, daß eine Verschiebung der Streifen nicht stattfand. Die Schwankungen betrugen nur 0,05 Streifenbreite, was der Fehlergrenze entsprach, während die günstigste Wirkung 5 Streifenbreiten gewesen wäre. Aus der Gesamtheit der negativen Effekte bei diesen Versuchen ergibt sich das wichtige Resultat, daß eine Relativbewegung durch den Äther auch bei höchstgesteigerter Empfindlichkeit der Messungen nicht nachweisbar ist. Sie sprechen nicht gegen die Existenz des Äthers.

A. H. Bucherer.

Gregor Wentzel. Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik. ZS. f. Phys. 38, 518—529, 1926, Nr. 6/7. In der Wellenmechanik von Schrödinger werden die stationären Zustände eines abgeschlossenen Atoms durch die Grenzbedingungen für die

Wellenfunktion festgelegt. Notwendige Bedingung für eine derartige Eigenfunktion ψ ist, daß das um die singulären Punkte geführte Integral $\frac{1}{2\pi i} \oint \frac{\psi'}{\psi} dx$ gleich einer endlichen ganzen Zahl (der Knotenzahl) ist. Diese Bedingung geht im Grenzfall der klassischen Mechanik (\hbar hinreichend klein) in die bekannte Quantenbedingung von Sommerfeld über, kann aber auch außerhalb dieses Grenzfalles zur Berechnung der Eigenwerte dienen. Als neues rechnerisches Resultat ergibt sich eine Formel für den sogenannten quadratischen Starkeffekt, welche von der Epsteinschen Formel (1916) abweicht, und welche sich bei der Deutung neuer Messungsergebnisse (Kinti) und in der Theorie des Heliumspektrums bewährt.

G. Wentzel.

Ig. Tamm. Zur Quantenmechanik des Rotators. ZS. f. Phys. 37, 685—698, 1926, Nr. 9. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, den Rotator nach der neuen Quantenmechanik zu berechnen. Da deren Gesetze nur für Librationsbewegungen entwickelt sind, werden an Stelle der Winkelkoordinaten q und des dazu kanonisch konjugierten Impulsmoments durch die Berührungstransformation $q^* = \sin q$, $p^* = p/\cos q$ neue Koordinaten eingeführt. In diesen wird die symmetrische Energiematrix aufgestellt und die Bewegungsgleichungen entwickelt. Durch Benutzung der Quantenbedingung gelangt man zu drei Matrixgleichungen, die nur noch q , \dot{q} , \ddot{q} und die Energiekonstante H_{nm} enthalten. Die Bohrsche Frequenzbedingung gibt daraus Gleichungen zwischen $\nu(n, m)$, W_n und $q(n, m)$. Diese Gleichungen lassen sich nach Born-Jordan auflösen. Es zeigt sich, daß ein „Grenzindex“ existieren muß, von dem aus nur ein „Übergang“ im Sinne der klassischen Quantentheorie möglich ist. Im allgemeinen sind durch eine quadratische Gleichung jedem Index zwei andere zugeordnet, zu denen Übergänge möglich sind. Die Berechnung des Energieterms liefert

$$W_k = \hbar^2/8\pi^2 A \cdot (k^2 + k + \frac{1}{2})$$

Diese Formel unterscheidet sich von der vom Ref. empirisch begründeten halbzahligen Formel nur durch eine nicht nachweisbare Konstante und weicht auch von der vorläufigen Heisenbergschen Formel um eine Konstante ab. Die beobachtbaren Frequenzen sind in Übereinstimmung mit der Erfahrung, insbesondere ergibt sich auch das Fehlen der sogenannten Nulllinie, die zum Grenzindex gehört, zwanglos. Weiter wird gezeigt, wie man allgemein durch die angegebene Berührungstransformation an Stelle von zyklischen Koordinaten Librationskoordinaten einführen und dann durch Auflösung nach dieser Variablen die Zahl der Freiheitsgrade um 1 vermindern kann, in Analogie zu dem entsprechenden Verfahren der gewöhnlichen Mechanik. In einem Nachtrag wird dann noch die grundsätzliche Frage erörtert, ob es gestattet ist, in der klassischen Hamiltonschen Funktion eine Berührungstransformation auszuführen und dann erst in die Matrizenform umzuschreiben. Der Verf. stellt fest, daß die Vermutung von Born-Heisenberg-Jordan über die allgemeinste kanonische Transformation nicht zutrifft, indem er eine allgemeinere Transformation angibt. Allerdings kann er nicht allgemein zeigen, daß die Energiematrix invariant ist, doch hat sich an einem Beispiel diese Forderung als erfüllt erwiesen. Kratzer.

T. L. Eckersley. The Compton Scattering and the Structure of Radiation. Phil. Mag. (7) 2, 267—287, 1926, Nr. 7. Streicht eine monochromatische Lichtwelle mit scharf abgeschnittener Wellenfront über ein ursprünglich ruhendes Elektron, so führt dieses bei fehlendem Strahlungswiderstand eine gleichförmige Bewegung in der Primärrihtung mit überlagerten Longitudinal- und Trans-

versalschwingungen aus. Die vom Elektron ausgehende Streustrahlung würde nach dem Dopplerprinzip eine größere Wellenlänge als die auffallende haben. In diesem Vorgang, der eingehend berechnet wird, sieht Verf. das klassische Analogon zum Comptoneffekt. Als Quantenbedingung wird eingeführt, daß das Phasenintegral über eine Transversalschwingung ein ganzes Vielfaches von h sein soll. Dadurch ist die Schwingungsamplitude des Elektrons und damit auch die Amplitude der Primärwelle festgelegt. Durch passendes Abbrechen einer solchen elementaren Wellenzuges an seinem Ende läßt sich dann erreichen, daß für die Geschwindigkeit des Elektrons nach dem Vorüberziehen der Primärwelle genau die Comptonsche „Effektivgeschwindigkeit“ herauskommt; damit ist der richtige Wert der Wellenlängenänderung garantiert, sofern man annimmt, daß die Reemission erst nach dem Vorbeistreichen der Primärwelle erfolgt. Es folgen noch einige Spekulationen über das „Volumen“ eines Lichtquants. *Bothe.*

G. Breit. A correspondence principle in the Compton effect. *Phys. Rev.* (2) **27**, 362–372, 1926, Nr. 4. [S. 215.]

Louis V. King. Gyromagnetic electrons and a classical theory of atomic structure and radiation. *Science* **63**, 504, 1926, Nr. 1637. [S. 175.] *Bothe.*

William W. Watson. Half-integral vibrational quantum numbers in the magnesium hydride bands. *Nature* **117**, 692–693, 1926, Nr. 2950. [S. 228.]

Edwin C. Kemble. Über die Intensitäten von Bandenlinien. *ZS. f. Phys.* **35**, 286–292, 1925, Nr. 4. [S. 221.]

J. C. Slater. Alternating intensities in band lines. *Nature* **117**, 555–556 1926, Nr. 2946. [S. 221.] *Kratzer.*

Wilhelm Schütz. Experimentelle Beiträge zur Frage des optischen Nachweises der Richtungseinstellung der Atome im Magnetfeld. *ZS. f. Phys.* **38**, 853–863, 1926, Nr. 11/12. Verf. sucht experimentell nach der Existenz zweier von der primitiven Richtungsquantelungstheorie, betrachtet als Einstellung der Atome im Magnetfeld, geforderten Erscheinungen: der partiellen Polarisation im Zeemaneffekt und der Doppelbrechung magnetisierter Gase. Die erste Frage wird mit Messungen der *D*-Linienabsorption im magnetisierten Natriumdampf untersucht: es ist wahrscheinlich (wenn auch nicht ganz sicher), daß die Absorption in allen σ -Komponenten gleich ist der Absorption in allen π -Komponenten. — Die zweite Frage wird ebenfalls mit Nein beantwortet. Es läßt sich mit empfindlicher Methode (Bracescher Halbschattenkompensator) in den transversal magnetisierten Gasen Wasserstoff, Kohlendioxyd und Luft bis zu 15000 Gauß im Druckbereich 10^{-2} bis 750 mm Hg keine Doppelbrechung nachweisen, die eine Differenz der Brechungsexponenten für senkrecht und parallel zum Felde schwingendes Licht von $6 \cdot 10^{-11}$ überschreitet. Natriumdampf bis zu einigen zehntel Millimeter Druck bei 10 cm Schichtdicke in Feldern bis zu 2500 Gauß zeigt außerhalb der *D*-Linien keine Doppelbrechung, die größer als $6 \cdot 10^{-9}$ (Empfindlichkeitsgrenze) war. *Gerlach.*

L. Ebert. Quantentheorie der Dipolorientierung im äußeren Felde und Erfahrungstatsachen. *Naturwissensch.* **14**, 119–120, 1926, Nr. 43. Über den Zusammenhang zwischen der Orientierungspolarisation P_0 der Dipolgase mit dem Werte μ des Dipolmoments lieferten die älteren quantentheoretischen Ansätze von W. Pauli jr. und L. Pauling Ausdrücke, die für hohe Tempe-

raturen nicht asymptotisch in die klassische Funktion übergingen. Diese Schwierigkeit ist bei zwei neueren Arbeiten von L. Mensing und W. Pauli einerseits, J. H. van Vleck andererseits beseitigt. Verf. führt verschiedene Messungsergebnisse an, aus denen folgt, daß dieses neue quantentheoretische Ergebnis auch bei komplizierteren Molekülen richtig ist. Damit ist die Möglichkeit genauer Berechnung von μ gegeben. *Güntherschulze.*

William Duane. The calculation of the X-ray diffracting power at points in a crystal. Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 489—493, 1925, Nr. 8. Vgl. diese Ber. **7**, 516, 1926. *Scheel.*

Gregor Wentzel. Zur Quantentheorie des Röntgenbremsspektrums. ZS. f. Phys. **27**, 257—284, 1924, Nr. 4. Versuch einer Abänderung der von Kramers aus dem Korrespondenzprinzip abgeleiteten Intensitätsverteilung des kontinuierlichen Röntgenspektrums (nach jetzigen Auffassungen nicht mehr aufrechtzuerhalten). *G. Wentzel.*

Robert S. Mulliken. The isotope effect in band spectra. II. The Spectrum of boron monoxide. Phys. Rev. (2) **25**, 259—294, 1925, Nr. 3. Empirischer Nachweis der Halbzahligkeit des Oszillationsterms. S. 226. *Kratzer.*

3. Mechanik.

J. E. P. Wagstaff. Experiments on the Duration of Impacts, Mainly of Bars with Rounded Ends, in Elucidation of the Elastic Theory. Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 544—570, 1924, Nr. 733; Phil. Mag. (6) **48**, 147—158, 1924, Nr. 283. *Berndt.*

J. Seigle. Quelques particularités des essais de torsion simple et de torsion combinée avec une traction ou une compression. Journ. de phys. et le Radium (6) **7**, 42 S—43 S. 1926, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 228.] Nach einer von Duguet entwickelten Formel läßt sich die Reaktion der Scherung als Funktion der Gleitung bestimmen, falls die Torsionsmomente als Funktion der Winkel bekannt sind. Daraus ergibt sich beim weichen Stahl eine momentane Verringerung der Reaktion der Scherung, wenn das Gleiten den Beginn der starken Deformationen erreicht. Die nach Rückkehr zum Drehmoment Null im Innern zurückbleibenden Spannungen lassen sich durch Abätzen der Außenschicht sichtbar machen. Auch bei Torsionsbeanspruchungen gibt es eine kritische Grenze für die Rekristallisation. Bei nicht kreisförmigem Querschnitt tritt sie dort auf, wo die Wirkung der Scherung nach der Theorie von Saint-Venant ein Maximum ist. Durch gleichzeitigen Zug oder Druck wird die Torsionselastizitätsgrenze herabgesetzt, und zwar bei gleichen Größen beider um denselben Betrag. Das zum Bruche nötige Torsionsmoment wird durch Zug erniedrigt, durch Druck erhöht. Durch den Einfluß der Drehgeschwindigkeit auf das Torsionsmoment läßt sich die Viskosität des Eisens bei Rotglut demonstrieren. *Berndt.*

R. V. Southwell and Sylvia W. Skan. On the Stability under Shearing Forces of a Flat Elastic Strip. Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 582—607, 1924, Nr. 733. *Scheel.*

Georg Masing. Berechnung von Dehnungs- und Stauchungslinien auf Grund von inneren Spannungen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 135–141, 1926, Nr. 2. Auf Grund einer gegebenen Dehnungslinie läßt sich mittels des Ansatzes von Heyn über das plastische Verhalten der einzelnen Volumenelemente des Körpers die Verteilung der Elastizitätsgrenzen derselben im Körper angeben und auf dieser Grundlage sein Verhalten sowohl bei der Dehnung als auch bei der Stauchung vorausberechnen für beliebige vorgegebene Zustände der inneren Spannungen. *Scheel.*

Georg Masing und Wilhelm Mauksch. Über das Verhalten von kalt gerecktem Messing bei Zug- und Stauchbelastung. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 142–155, 1926, Nr. 2. Die auf Grund der Spannungsansätze von Heyn und von Masing aus den Zugkurven berechneten, nachträglich aufgenommenen Stauchkurven werden am Beispiel des Messings mit den beobachteten verglichen. Die Stauchkurven zeigen eine Erniedrigung der Spannungswerte, die größer als die berechnete ist. Sie muß als eine tiefer im Material liegende, durch die plastische Dehnung bewirkte Schwächung des Widerstandes des Materials gegen Stauchbelastung gedeutet werden. *Scheel.*

P. G. Mc Vetty and N. D. Mochel. Stainless Iron at High Temperatures. Amer. Machin. 65, 533–535, 1926, Nr. 13. Nicht rostender Stahl und warm gewalztes Monelmetall haben bis 725° F gute Festigkeit; sie sinkt bei ersterem rasch bis 932° F; bei dieser Temperatur ist auch das Monelmetall sehr spröde. Bei dem nicht rostenden Stahl wird durch einen Monat lang währende Lasten, falls sie unter der Proportionalitätsgrenze bleiben, die Festigkeit nicht geändert. Überschreiten sie diese, so tritt Kalthärtung ein. *Berndt.*

V. E. Hilman and E. D. Clark. Cyanide Brittleness. Amer. Machin. 65, 532–533, 1926, Nr. 13. Bei Einsatzhärtung in Blutlaugensalz ist nach dem Abschrecken der Kern stets spröde, was im allgemeinen auf Stickstoffaufnahme zurückgeführt wird. Dadurch nimmt die Einschnürung von 62 auf 0 Proz. ab, die Festigkeit von 62000 auf 95000 Pfund/Quadratzoll zu. Versuche, die an Stäben nach dem Einsetzen, langsamem Abkühlen oder Abschrecken, Entfernen der Einsatzschicht und Abschrecken ausgeführt wurden, zeigten keine Sprödigkeit. Daraus wird geschlossen, daß die Sprödigkeit im ersten Falle nicht durch Stickstoffaufnahme verursacht, sondern nur eine scheinbare ist und durch den Einfluß der Einsatzschicht vorgetäuscht wird. *Berndt.*

H. J. French and H. K. Herschman. Wear of Steels with Particular Reference to Plug Gages. Amer. Machin. 65, 530–532, 1926, Nr. 13. Die Untersuchungen, über die ein vorläufiges Ergebnis mitgeteilt wird, bilden einen Teil des Programms des 1922 gebildeten Gage Steel Committee. Da die Ursachen für die Abnutzung sehr verschieden sind (gleitende oder rollende Reibung, beide trocken oder mit Schmierung, Einwirkung von Schleifmitteln), kann schwer etwas Allgemeines gesagt werden. Der Abnutzungswiderstand wächst sowohl mit zunehmender Härte wie mit zunehmender Zähigkeit. Deshalb gibt größere Härte nicht immer kleinere Abnutzung. Sie hängt ferner ab von Kontaktdruck, Geschwindigkeit, Politur, Schmiermittel, Schleifmittel usw. Es wurden zunächst 125 Lehren verschiedener Hersteller im Werkstattbetrieb untersucht. Das Ergebnis war unbrauchbar, da die verschiedenen Verhältnisse die Unterschiede der Stahlsorten überdeckten. Deshalb wurden Lehrdorne von $\frac{3}{4}$ " Durchmesser und 1,25" Höhe maschinell (1200- bis 1300mal je Stunde) in einen geschlitzten

Ring eingeführt, der sich mit 900 Umdrehungen/Stunde drehte. Die Lehrdorne waren geschliffen und maßpoliert, die Ringe nur geschliffen; sie hatten gleichfalls einen Innendurchmesser von $\frac{3}{4}$ ", einen Außendurchmesser von $1\frac{1}{2}$ " und eine Höhe von 0,375". Sie bestanden stets aus 1,05 Proz. C-Stahl, waren bei 1470° F abgeschreckt und bei 300° angelassen (andere Stoffe sollen später untersucht werden). Bei trockener Reibung bildete sich sofort eine Oxydhaut, die die Abnutzung stark verringerte oder auch ganz ausschloß. Deshalb wurde mit $\frac{1}{13}$ norm. Kaliumbichromatlösung geschmiert zwecks Verringerung der Korrosion (erste Versuchsreihe). Bei der zweiten wurde in Petroleum aufgeschlämmter Schmirgel (25 g/Liter) zugeführt. 1,06 Proz. C- und Cr-Kugellagerstahl zeigten bei 1. im feilweichen Zustand geringere Abnutzung als im feilharten (für eine Abnutzung von $\frac{1}{100}$ " am Vorderende war das Verhältnis 2 bis 3:1). Bei Versuchsreihe 2 verhielten sich beide etwa gleich. Verchromte Lehren waren bei 1. wesentlich überlegen, bei 2. war dies aber nur noch in geringem Maße der Fall. Das Verchromen macht aber noch sehr große Schwierigkeiten. Sonst hat den größten Abnutzungswiderstand Hochleistungsstahl, doch ist er nicht viel größer als beim 1,06proz. C-Stahl. Für Versuchsreihe 1 sind angelassene Stähle am besten, für 2 ist die Stahlsorte ziemlich gleichgültig. Beim Zusammenkommen von harten und weichen Stücken wird das härtere stärker abgenutzt. Die Abnutzung wächst mit dem Kontaktdruck, unter Umständen allerdings nur bis auf einen weiterhin konstant bleibenden Wert.

Berndt.

G. C. Priester and F. J. Curran. Mechanical and Machining Properties of an Annealed Cast Iron. Amer. Machin. 65, 528—529, 1926, Nr. 13. Durch Ausglühen oberhalb der kritischen Temperatur von 1430° F wird die Bearbeitbarkeit auf das 2- bis 6fache für Schruppen und auf das 5- bis 13fache für Sauberbearbeiten gesteigert. Durch das Ausglühen sinkt die Biegefestigkeit um 29 Proz., der Elastizitätsmodul um 9 Proz., während die Durchbiegung nur wenig beeinflußt ist. Bei Zugversuchen sinkt der Elastizitätsmodul um 8 Proz., ebenso nimmt die Druck- und die Scherfestigkeit um 40 bzw. 36 Proz., die Brinell- und die Skleroskophärte um 38 bzw. 41 Proz. ab. Durch das Ausglühen wird auch das Gefüge stark geändert, die Graphitteilchen werden größer, der Perlit verschwindet völlig, so daß die Grundmasse nur aus Ferrit besteht. Gebrauchte Motorzylinder haben eine kleinere Härte als neue, was auf die erlittene Erwärmung zurückgeführt wird.

Berndt.

J. M. Lessels. Fatigue Strength of Hard Steels and Their Relation to Tensile Strength. Amer. Machin. 65, 525—526, 1926, Nr. 13. Die konstante Beziehung zwischen Festigkeit und Brinellhärte gilt nicht für abgeschreckte, sondern nur für angelassene Stähle. Untersucht wurden A. ein 0,42proz., B. ein 1,0proz. C-Stahl; beide wurden normalisiert, abgeschreckt und angelassen, und zwar A. 1. bei 210° F, A. 2. bei 590° F, B. bei 570° F. Die gefundenen Werte sind (wobei für nahe zusammenliegende hier das Mittel wiedergegeben ist):

	Proportionalitäts- grenze	Bruchgrenze	Dehnung	Einschnürung	Brinellhärte	Ermüdungs- festigkeit
A. 1.	31 000-40 000	212 000-249 000	2,0-1,6	5,1	578	81 000
A. 2.	35 000	215 000	6,9	41,6-32,8	477	98 000
B.	120 000	241 000	3,7-8,5	9,3-13,0	495	112 000

(Festigkeiten in Pfund/Quadratzoll, Dehnung und Einschnürung in Prozenten, erstere auf 2" Länge bezogen). Aus dem Vergleich der Festigkeit und der Härte

wird geschlossen, daß innere Spannungen von folgendem Betrag vorhanden waren: bei A. 1. 110000, bei A. 2. 30000, bei B. 0 Pfund/Quadratzoll. Diese erklären auch die geringere Ermüdungsfestigkeit bei A. 1 und A. 2. *Berndt.*

W. Hofmann. Neuere Holzuntersuchungen. Maschinenbau 5, 989—990, 1926, Nr. 21. Die Feststellung der Abnahme der Feuchtigkeit beim Trocknen erfolgte durch Bestimmung des spezifischen Gewichts an Würfeln von 50 mm Kante. Bei Biegeversuchen ergaben sich senkrecht und parallel zur Faser die gleichen Werte, während die für die Druckfestigkeit bei gleichen Hölzern sehr verschieden waren. Mitgeteilt sind die Zahlen für Bukowiner Fichte, Esche und Sperrholz aus Birke, ferner auch für Leimversuche. Nachteilig erwies sich dabei Abreiben mit Sandpapier, da dadurch die Kanten gebrochen wurden. Die Güte des Leimes wurde dadurch geprüft, daß ein Dorn von 15 kg mit einem Kegelwinkel von 90° nach dem Aufsitzen auf den Leim keine Marke hinterlassen durfte. *Berndt.*

Aron Svensson. Zur Psychrometerfrage. Meteorol. ZS. 43, 140—146, 1926, Nr. 4. [S. 162.] *H. Ebert.*

S. F. Grace. A Spherical Source in a Rotating Liquid. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 532—543, 1924, Nr. 733. *Scheel.*

Ludwig Schiller. Grenzschildtdicke und kritische Zahl. Phys. ZS. 26, 64—69, 1925, Nr. 1. Verf. stellt Messungen über die Wasserströmung in zwei gezogenen Messingrohren von 3 und 6 mm innerem Halbmesser mit abgerundetem Einlaufstück an und kommt zu dem Ergebnis, daß die Abhängigkeit der kritischen Zahl der Röhrenströmung von der Anlaufänge und Grenzschildtdicke befriedigen den Anschluß an den Wert der kritischen Zahl ergibt, der neuerdings von Burgers und van der Hegge Zijnen für die Strömung längs einer Platte gemessen wurde. *Güntherschulze.*

G. E. Muchin und G. P. Faermann. Diffusionsgeschwindigkeit und Lösungsmittel. ZS. f. phys. Chem. 121, 180—188, 1926, Nr. 3/4. Nach dem Verfahren von Oeholm (ZS. f. phys. Chem. 50, 309, 1905; 70, 378, 1910) wurde die Diffusion von Essigsäure und Anilin in Alkohol, Benzol und Acetonitril sowie in 50-(gewichts-)proz. binären Gemischen dieser Flüssigkeiten untersucht. Ferner wurden die Viskositäten dieser Flüssigkeitsgemische bei $\sim 16^\circ$ gemessen. Weder im Falle eines reinen Lösungsmittels, noch im Falle von Gemischen besteht Proportionalität zwischen Viskosität und Diffusionskonstante, wie dies die Einsteinsche Formel verlangt. Das Lösungsmittel wirkt also nicht nur durch seine Viskosität, sondern auch durch seine chemische Natur und die spezifische Wechselwirkung mit dem gelösten Stoffe, durch die sein molekularer Zustand verändert wird und Solvatbildung erfolgt. *Böttger.*

Edm. van Aubel. Sur la viscosité du chlore liquide. Bull. de Belg. (5) 12, 369—373, 1926, Nr. 6. Die Messungen der Zähigkeit des flüssigen Chlors von Steacie und Johnson werden benutzt, um die Formel von Batschinski für den Zusammenhang zwischen Zähigkeit η und spezifischem Volumen v und die Formel des Verf. für die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit zu prüfen. Nach Batschinski ergibt sich $v = 0,5245 + 0,0005608 \cdot 1/\eta$ und nach Aubel $1/\eta = 1954,55 - 775,4 \cdot \lg(\theta - t)$, worin θ die kritische Temperatur bedeutet. Die Rechnungen ergeben gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen, mit Ausnahme des Meßpunktes bei $-33,8^\circ$, der sehr nahe beim Gefrierpunkt des Chlors liegt. *Erk.*

Edm. van Aubel. Sur la viscosité des sels fondus. Bull. de Belg. (5) 12, 374—380, 1926, Nr. 6. Die in der vorstehend besprochenen Arbeit erwähnte Formel von Batschinski wird auf die Zähigkeitsmessungen von R. Lorenz und A. Höchberg mit geschmolzenem Silberchlorid zwischen 630 und 780° angewendet. Die Formel lautet $v = 0,19518 + 0,000270 \cdot 1/\eta$. Ihre gute Übereinstimmung mit den Versuchen ist um so bemerkenswerter, als die Formel nur für nicht assoziierte Flüssigkeiten aufgestellt wurde, die Silberchloridschmelze aber wahrscheinlich sehr stark assoziiert ist. Aus der Formel von Batschinski kann man ferner die kritische Dichte berechnen. Die Berechnung ergibt gute Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Werten für Halogenverbindungen des Benzols, für Nitratschmelzen und geschmolzene Silberhalogenverbindungen. *Erk.*

F. Sauerwald und K. Töpler. Über die innere Reibung geschmolzener Metalle und Legierungen. II. Weiteres über die Meßmethode und über die innere Reibung der Bi-Sn-Legierungen und der Legierung Cu_3Sn . ZS. f. anorg. Chem. 157, 117—137, 1926, Nr. 1/3. Die Arbeit ist eine Fortführung der früher (ZS. f. anorg. Chem. 135, 255—264, 1924) beschriebenen. Das früher aus undurchsichtigem Quarz bestehende Kapillarrisikosimeter wurde aus durchsichtigem Quarz hergestellt, dadurch bessere Querschnittsmessungen der Kapillare erreicht und verschiedene Verbesserungen an der Versuchseinrichtung angebracht. Der Einfluß des angewendeten Unterdrucks auf die wirksame mittlere Druckhöhe wurde untersucht und festgestellt, daß die Anwendung der Hagenbachschen Korrektur auch in dem vorliegenden Falle angewendet werden muß, wo die Versuchsflüssigkeit aus der Kapillare in Flüssigkeit ausströmt. Auf Grund dieser Untersuchung wurde festgestellt, daß die in der früheren Arbeit mitgeteilten Beobachtungswerte um etwa 3 Proz. zu niedrig angegeben sind. Es wurde nun die Zähigkeit von Zinn, Wismut und drei Legierungen aus diesen beiden Stoffen zwischen 300 und 750° gemessen. Die Konzentrationsviskositätsisothermen zeigen keine ausgezeichneten Punkte, sondern nur leichte Unregelmäßigkeiten, die auf schwache Assoziationen hindeuten. Im Gegensatz zu den untersuchten reinen Legierungen haben Metallschmelzen, bei denen die Bildung einer Verbindung vor sich geht, eine sehr viel größere Zähigkeit. Dies wurde bestätigt durch die Messung der Viskosität von CuSn_3 bei 803°. *Erk.*

Ferdinand Trendelenburg. Beiträge zu Schallfeldmessungen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 120—134, 1926, Nr. 2. In der vorliegenden Arbeit wird über die Eichung eines elektrischen Schallempfängers im Schallfeld selbst berichtet: Der von einem Lautsprecher herrührende Klang fällt auf eine Rayleighsche Scheibe, der Ausschlag der Scheibe und die vom Kondensatormikrophon hervorgerufene Spannung werden verglichen und so die Empfindlichkeit des Mikrophons in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt. Es werden als Beispiele von Schallfeldmessungen Frequenzabhängigkeiten von Lautsprechern bestimmt. Messungen über die Druckverteilung im Schallfeld vor und seitlich von großen Membranen werden durchgeführt. Die gewonnenen Kurven zeigen ausgesprochene Interferenzerscheinungen. *Scheel.*

Hugh L. Dryden and George C. Hill. Wind pressures on structures. Scient. Pap. Bureau of Stand. 20, 697—732, 1926, Nr. 523. An einem Hochhausmodell, einem Prisma mit quadratischer Grundfläche (Maße etwa $20 \times 20 \times 60$ cm) wurde im Windkanal bei etwa 35 m/sec Windgeschwindigkeit die Druckverteilung untersucht. Die Anblasung erfolgte normal zur Vertikalachse des Modells unter

Änderung des Anblaswinkels gegen die mit 70 Meßpunkten versehene Vorderfläche von 5 zu 5°. Die Ermittlung der resultierenden Kräfte geschah durch numerische Integration. Die größte resultierende Horizontalkraft ergab sich für Anblasung normal zu einer Seitenfläche, und zwar gleich dem 1,5fachen des Produktes aus Staudruck und Seitenfläche

$$H_{\max} = 1,5 \frac{\rho v^2}{2} \cdot F_s.$$

Die größte resultierende Saugkraft auf der Dachfläche betrug das 0,84fache des Produktes aus Staudruck und Dachfläche

$$P_{\max} = 0,84 \frac{\rho v^2}{2} \cdot F_d.$$

Die Arbeit enthält ausführliche Mitteilungen über die angewandten Meßmethoden, sowie außerdem über die ermittelten Momente um die Vertikal- und Horizontalachse des Modells.

Flachsbarf.

H. M. German. Standardizing the Brinell Hardness Test. Amer. Machin. 65, 526—527, 1926, Nr. 13. Nach einer kurzen kritischen Besprechung der Brinellmethode und der dafür gebräuchlichen Maschinen wird eine Prüfmaschine empfohlen, bei der die Belastung durch Gewicht und Hebelübertragung ausgeführt wird. Das Gewicht wird durch einen Elektromotor mit elliptischem Daumen gehoben und langsam auf den Prüfling gesenkt, so daß die Belastung ganz allmählich (stoßfrei) erfolgt; sie bleibt dann einige Zeit in Wirkung und wird durch den Daumen langsam wieder abgehoben. Nach einer Umdrehung, für die eine Zeit von einer Minute angesetzt wird, soll der Motor automatisch stillgesetzt werden.

Berndt.

Edgar C. Bain and Marcus A. Grossmann. The Nature of Oil-Hardening Non-Deforming Tool Steels. Amer. Machin. 65, 523—525, 1926, Nr. 13. [S. 189.]

Berndt.

Franklin L. Hunt. New types of aircraft instruments. Journ. Opt. Soc. Amer. 12, 227—269, 1926, Nr. 3. Verf. beschreibt eine Anzahl von aeronautischen Instrumenten, die vom Bureau of Standards of the U. S. Department of Commerce auf den Markt gebracht wurden. Besonders bemerkenswert sind unter anderem ein Präzisionshöhenmesser mit Kompensationseinrichtung für Temperaturschwankungen; ferner ein elektrischer Geschwindigkeitsmesser, der aus einem Anemometer besteht, das durch seine Drehung einen Strom erzeugt, der im Führerstand durch ein Voltmeter gemessen wird und dadurch unmittelbar die Geschwindigkeit des Fahrzeuges anzeigt. Auch verschiedene Arten von Kompassen werden beschrieben. Von den Navigationsinstrumenten wird besonders ein Spezialsextant empfohlen. Die Flugzeugsextanten unterscheiden sich von den Sextanten, die auf See gebräuchlich sind, besonders durch den Gebrauch eines künstlichen Horizonts und rein äußerlich durch die Festigkeit ihrer Konstruktion. — Für die Ballonluftschiffahrt sind vor allem Meßinstrumente zur Feststellung des im Ballon befindlichen Gasvolumens und der Temperatur des Gases von Wichtigkeit. Zur Messung der Temperatur benutzt man elektrische Thermometer, deren Hauptbestandteil ein dünner Nickeldraht ist, dessen elektrische Widerstandsänderungen, die durch die Schwankungen der Temperatur bedingt sind, gemessen werden.

Kleinschmidt.

4. Aufbau der Materie.

L. Rosenbaum. Äther, Elektron und Materie. (Eine Absoluttheorie der Materie.) Elektro-Journ. 1926, S. 119—125, 335—337, Nr. 8 u. 17; Berichtigung ebenda Nr. 19. Es wird nach einer einleitenden Übersicht über die bisherigen Äthertheorien versucht, eine Absoluttheorie der Materie und des Äthers an Hand des erweiterten Satzes von der Erhaltung der Energie (und Masse) zu entwickeln und die Identität von Äther und Elektronen nachzuweisen. Diese Identität wird an Hand der Feldtheorie und Quantentheorie näher begründet und den Begriffen der elektromagnetischen Masse, des Feldes und des elementaren Wirkungsquantums eine mechanische Deutung gegeben. In einem weiteren Abschnitt werden die Ergebnisse der Relativitätstheorie hinsichtlich der Energie- und Massenumwandlung im Sinne der „Absoluttheorie“ gedeutet und der Widerspruch der Relativitätstheorie mit dem erweiterten Satze von der Erhaltung der Energie dargelegt. Im Sinne der Absoluttheorie der Materie wird die kinetische Energie eines Körpers von beliebiger Masse M bei der Lichtgeschwindigkeit c den Wert $M c^2$ (entgegen der Relativitätstheorie) der Ruheenergie annehmen und die Ruheenergie bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit allmählich in kinetische oder freie Energie der Ätherstrahlung umgewandelt, dem Gesetz der Energieerhaltung somit entsprechen. Man kann sich diesen Vorgang so vorstellen, daß der Körper unter allmählicher Zertrümmerung seines Atomverbandes, unter ständigem Massenverlust, seine Ruheenergie nach und nach (bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit) an den umgebenden Ätherraum abgibt und der Äther die aufgenommene Energie in Form von Strahlung wieder an die im Raume befindliche Materie (unter Massenvergrößerung) weiter überträgt. Die Gesamtenergie, Weltmasse und Weltentropie bleibt daher konstant und unveränderlich. — Im zweiten Teil der Arbeit wird die „durchdringende Höhenstrahlung“ und deren Ursprung behandelt und im Sinne der Absoluttheorie der Materie gedeutet. Daran anschließend wird eine mechanische Erklärung der Schwerkraft an Hand der Absoluttheorie bzw. der Ätherimpulse entwickelt und die bisherigen mechanischen Theorien der Gravitation kurz besprochen. Rosenbaum.

Louis V. King. Gyromagnetic electrons and a classical theory of atomic structure and radiation. Science **63**, 504, 1926, Nr. 1637. Für ein bewegtes rotierendes Atomelektron werden die Energie und die Trägheitsmomente berechnet. Daraus ergibt sich die Präzessionsfrequenz $2\pi\nu$ unter dem Einfluß eines vom Atomkern herrührenden Kräftepaares. Diese Frequenz soll auch die vom Elektron ausgesandte Strahlung haben, und es wird nun behauptet, daß in erster Näherung $h\nu = \frac{1}{2} m v^2$ ist, wo m die Masse und v die Translationsgeschwindigkeit des Elektrons ist; h stellt sich als eine Grundkonstante des rotierenden Elektrons dar. Hieraus sollen sich unter rationalen Annahmen Serienformeln, Feinstruktur, Zeeman- und Starkeffekte richtig ableiten lassen, ferner auch die Plancksche Strahlungsformel und Formeln für die spezifische Wärme. Bothe.

L. Ebert. Quantentheorie der Dipolorientierung im äußeren Felde und Erfahrungstatsachen. Naturwissensch. **14**, 119—120, 1926, Nr. 43. [S. 168.] Güntherschulze.

E. G. Dymond. On the Precise Measurement of the Critical Potentials of Gases. Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 291—309, 1925, Nr. 742. Es wird eine Anordnung beschrieben, welche erlaubt, die Anregungs- und Ionisierungs-

spannungen von Gasen mit wesentlich größerer Genauigkeit zu bestimmen, als nach den bisher gebräuchlichen Methoden möglich ist. Als Funktion der Spannung wird nicht die Stromstärke, sondern der Differentialquotient der Stromspannungskurve dJ/dV gemessen. An Stelle einer konstanten beschleunigenden Spannung tritt eine Spannung, die zwischen $V + dV$ und $V - dV$ schwankt, was ein Schwanken des Stromes zwischen $J + dJ$ und $J - dJ$ hervorruft. Durch Kommutieren des Stromes $J - dJ$ wird erreicht, daß der Ausschlag eines Galvanometers mit hinreichend großer Schwingungsdauer dJ , also auch dJ/dV ergibt. Die den Maxima der gewöhnlichen Kurven entsprechenden Schnittpunkte der $dJ/dV - V$ -Kurven mit der Abszisse können bis auf 0,02 Volt genau bestimmt werden. Verf. weist darauf hin, daß diese nicht ohne weiteres mit den kritischen Spannungen identifiziert werden dürfen, weil bei so großer Genauigkeit der Messung außer den Kontaktpotentialen, welche eine gleichmäßige Verschiebung der Spannungsskala bedingen, zu berücksichtigen ist: erstens die Maxwell'sche Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten der Elektronen aus dem Glühdraht, zweitens, daß die Wahrscheinlichkeit der Anregung eines Atoms durch ein stoßendes Elektron von der Größe des Überschusses der kinetischen Energie des letzteren über die der gegebenen Anregungsstufe entsprechende Energie abhängt. — Bei der Prüfung der Methode an Helium stellte sich heraus, daß die gemessenen kritischen Spannungen von den aus spektroskopischen Daten berechneten um einige zehntel Volt abweichen. Durch quantitative Überlegungen und weitere Messungen mit einer modifizierten Schaltung wird gezeigt, daß die Abweichungen durch obige Fehlerquellen erklärt werden können. Durch eine geeignete Schaltung wird ferner die Ausbeute bei der Umwandlung von Parhelium in Orthohelium durch Elektronenstoß bestimmt. Sie ist am größten, wenn die kinetische Energie des Elektrons die Umwandlungsenergie um 0,25 Volt übertrifft, wobei sie ihren maximalen Wert 0,001 erreicht.

V. v. Keussler.

O. Laporte. The fundamental level of the iron atom. *Nature* 117, 721—722, 1926, Nr. 2951. Verf. hält entgegen einem Einwand von N. K. Sur (*Phil. Mag. und Nature* 1926) an seiner früheren Auffassung fest, daß der tiefste Term des Eisenspektrums ein 5D -Term ist. Die vom Verf. vorgebrachten empirischen und theoretischen Argumente sind völlig überzeugend.

G. Wentzel.

George B. Kistiakowsky. The ionisation potentials of nitrogen and hydrogen on iron and other metals. *Journ. phys. chem.* 30, 1356—1363, 1926, Nr. 10. Apparatur ähnlich der von Wolfenden [*Proc. Roy. Soc. London (A)* 110, 464, 1926]. Beschleunigung von Elektronen gegen eine Auffangplatte. Messung des Stromes der von den Elektronen auf der Auffangplatte erzeugten positiven Ionen. Es ergibt sich:

Metall der Auffangplatte	Erste	Zweite
	Ionisierungsspannung	Ionisierungsspannung
Katalytisches Eisen *)	11,1 Volt \pm 0,1	12,9 Volt \pm 0,2
Reines Eisen	10,8 „ \pm 0,2	13,0 „ \pm 0,2
Reines Nickel	10,8 „ \pm 0,2	13,1 „ \pm 0,2
Reines Kupfer	10,8 „ \pm 0,2	13,3 „ \pm 0,2
Reines Platin	11,0 „ \pm 0,2	13,3 „ \pm 0,2

[*) Eisenoxyd mit 1 Proz. K_2O , 3 Proz. Al_2O_3 .] Verf. deutet die Ionisierungsspannung von 11 Volt als die des auf dem Metall atomar adsorbierten Stickstoffs,

die von 13 Volt als die des atomaren Wasserstoffs. Beide Spannungen treten in den beiden Gasen H_2 und N_2 auf, was damit erklärt ist, daß es nicht möglich war, die Auffangplatte vollständig zu entgasen, so daß in ihr stets beide Gase vorhanden waren. *Güntherschulze.*

Ramón G. Loyarte. Die Anregungspotentiale des Quecksilberatoms. *Phys. ZS.* **27**, 584—588, 1926, Nr. 18. Verf. wiederholt die bekannten Versuche von Franck und Einsporn mit einer etwas modifizierten Anordnung. Außer den schon von Franck und Einsporn gefundenen Knicken in den Stromspannungskurven findet er eine Reihe neuer Knicke insbesondere zwischen den Spannungen von 9,7 bis 14,4 Volt. Um diese neuen Knicke sowie auch einige von Franck und Einsporn unbestimmt gelassene Knicke zu deuten, zeigt Verf., daß man die diesen Knicken entsprechenden Spannungen darstellen kann als Summe aus bekannten Spannungen und ganzen Vielfachen von 1,4 Volt. Verf. vermutet, daß das kritische Potential von 1,4 Volt charakteristisch ist für irgend eine Substanz (vielleicht Cs), die in unmittelbarer Nähe des Glühdrahtes in Dampfform vorhanden ist. *W. Grotrian.*

Enos E. Witmer. Critical potentials and the heat of dissociation of hydrogen as determined from its ultra-violet band spectrum. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 238—244, 1926, Nr. 4. [S. 229.]

Robert S. Mulliken. On a class of onevalence-electron emitters of band spectra. *Phys. Rev.* **26**, 561—572, 1925, Nr. 5. [S. 219.]

Hantaro Nagaoka. The Band Spectra and the Electronic Configuration of Nitrogen and Carbon Monoxide Molecules. *Jap. Journ. Phys.* **1**, 49—57, 1922, Nr. 7/8; auch *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.* **1**, 125—134, 1923, Nr. 8. [S. 226]. *Kratzer.*

M. Duffieux. The nature of active nitrogen. *Nature* **117**, 302—303, 1926, Nr. 2939. Verf. weist darauf hin, daß für die ursprünglich von Strutt aufgestellte und neuerdings von H. Sponer wieder aufgenommene Hypothese, aktiver Stickstoff sei atomarer Stickstoff, die Schwierigkeit besteht, daß der atomare Stickstoff sich bei den diesbezüglichen Versuchen nicht durch sein Linienspektrum bemerkbar macht. Verf. und Hamy haben nun gezeigt, daß die erste positive Bandengruppe des Stickstoffs von einem zweiatomigen Molekül der Masse 28, die zweite positive Gruppe und die negative Gruppe dagegen von einem Atom der Masse 14 emittiert wird. Aus der Tatsache, daß die zweite positive Bandengruppe besonders stark bei der Aktivierung von Stickstoff auftritt und auch aus der Diskussion der Anregungsspannungen der einzelnen Banden glaubt Verf. den Schluß ziehen zu müssen, daß es berechtigt sei, dem N-Atom die Emission der zweiten positiven und negativen Bandengruppe zuzuordnen. (Das Fehlen der N-Atomlinien erklärt sich wohl daraus, daß die Anregungsspannungen der im Sichtbaren liegenden Linien des N-Atoms ziemlich groß sind und die Linien mit den kleinsten Anregungsspannungen im extremen Ultraviolett liegen. Der Ref.) *W. Grotrian.*

Rayleigh. The nature of active nitrogen. *Nature* **117**, 381, 1926, Nr. 2941. Im Zusammenhang mit der Frage nach der Natur des aktiven Stickstoffs weist der Verf. auf frühere Versuche von ihm hin [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **86**, 264, 1911]. Verf. zeigte, daß das Leuchten des aktiven Stickstoffs, insbesondere der ersten positiven Bandengruppe, durch Kompression enorm verstärkt werden

kann. Nach Wiederherstellung des alten Volumens ist die Leuchtfähigkeit erloschen, obwohl dieselbe ohne Kompression viel länger gedauert haben würde. Dieser Versuch wurde seinerzeit als beweisend für den bimolekularen Verlauf der Reaktion betrachtet.*

W. Grotrian.

E. J. B. Willey. The nature of active nitrogen. *Nature* **117**, 381, 1926, Nr. 2941. Verf. hat in gemeinsamen Versuchen mit E. K. Rideal nach drei unabhängigen Methoden gezeigt, daß die Bildungswärme von aktivem Stickstoff 43000 cal beträgt. Da die Dissoziationswärme von N_2 von der Größenordnung 300000 cal ist, kann die Hypothese, daß aktiver Stickstoff atomarer Stickstoff sei, nicht aufrechterhalten werden. Es scheint plausibler, anzunehmen, daß aktiver Stickstoff ein metastabiles Molekül in einem nicht sehr hohen Anregungszustand ist.

W. Grotrian.

Edwin C. Kemble. On the energy required to split HCl into atomic ions. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **12**, 1–13, 1926, Nr. 1. Nachdem die Untersuchungen von Barker und Duffendack [*Phys. Rev.* (2) **26**, 339, 1925] und von Mohler (ebenda **25**, 583, 1925) gezeigt haben, daß das in HCl-Gas beobachtete Ionisationspotential von 14 Volt nicht, wie bisher angenommen, der Dissoziation des Moleküls in Atomionen entspricht, sondern vielmehr der Bildung des Molekülions $(HCl)^+$, hat Verf. seine frühere theoretische Begründung dieses Wertes einer Revision unterzogen. Er konnte seinerzeit auf Grund des ultraroten Absorptionsspektrums zeigen, daß die Dissoziation des HCl-Moleküls in H^+ - und Cl^- -Ionen dem experimentell beobachteten Ionisationspotential von 14 Volt entspricht. Die neue Abschätzung basiert auf der grundlegenden Hypothese, daß HCl-Moleküle in einem adiabatischen, reversiblen Prozeß ohne irgendwelche Elektronensprünge in H^+ - und Cl^- -Ionen zerlegt werden. Aus den Konstanten der ultraroten Banden kann das Potential in der Nähe der Gleichgewichtslage als Potenzreihe von $r - r_0$ dargestellt werden, andererseits aber auch für große r als Potenzreihe von $1/r$, die rasch konvergiert. Die zwischen diesen beiden Darstellungen verbleibende Lücke ist in geeigneter Weise zu überbrücken. Der größte Teil der Arbeit ist einer neuen Auswertung der Bandenformeln auf allgemeiner Grundlage gewidmet. Hierbei wird ein Irrtum von H. Bell (*Phil. Mag.* **47**, 549, 1924) ausgemerzt und die durch das Isotopendublett bedingte Verschiebung berücksichtigt. Das Ergebnis stimmt im wesentlichen überein mit dem von W. F. Colby (*Astrophys. Journ.* **58**, 303, 1923). Auch bei Einführung der Mullikenschen halbzahligen Rotations- und Schwingungsquanten (*Phys. Rev.* **25**, 259, 1925) werden die errechneten Konstanten nicht wesentlich geändert. Auf graphischem Wege, wie auch durch eine Art analytischer Fortsetzung ergibt sich bei Vereinigung der beiden oben genannten Potentialdarstellungen für das Ionisations-Dissoziationspotential ein Wert von knapp 11 Volt. (Unter Benutzung der Bandenkonstanten von Colby errechnen sich 10,4 Volt.) Die Abweichung des Bornschen Wertes, der auf Grund der Gitterenergie von Cl-Verbindungen und anderer thermochemischer Daten in Übereinstimmung mit dem Experiment zu 13,7 Volt bestimmt wurde, wird durch die Unsicherheit der verwendeten Extrapolation zu erklären versucht. Sollte sich der Bornsche Wert als richtig erweisen, so wäre dies nach Ansicht des Verf. ein Beweis dafür, daß HCl nicht adiabatisch in Atomionen ohne Elektronensprung zerlegt werden kann.

Quarder.

Herbert Mayer. Über den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff. *Phys. ZS.* **27**, 513–518, 1926, Nr. 15. [S. 202.]

v. Keussler.

Felix Joachim v. Wisniewski. Über zweiatomige Molekeln. ZS. f. Phys. 37, 126—136, 1926, Nr. 1/2. Der Verf. hat früher (ZS. f. Phys. 31, 869, 1925; diese Ber. 6, 1362, 1925) für HCl, HBr ein Modell aufgestellt, bei dem zwei Elektronen um die Verbindungslinie zweier positiver Ionen nach Art des Bohr-Debyeschen Wasserstoffmolekülmodells kreisen. In der vorliegenden Arbeit zeigt nun der Verf., daß für die Dielektrizitätskonstante K von HCl, HBr, CO, N_2 die empirische Beziehung gilt $K = 1 + 3\sqrt{3}\pi N_0 d^3$, wo N_0 die Loschmidtsche Zahl, d der Atomabstand in der Molekel ist. Entnimmt man d den spektroskopisch bestimmten Trägheitsmomenten, so ergibt bei den genannten Gasen aus der beobachteten Dielektrizitätskonstanten die Formel für die Loschmidtsche Zahl der Reihe nach 2,91, 2,72, 2,8, $2,64 \cdot 10^{19}$, während der wahrscheinlich richtige Wert $2,707 \cdot 10^{19}$ ist. Entnimmt man bei HCl, HBr, HJ den Abstand d dem erwähnten Modell des Verf., so ist bei den ersten beiden Verbindungen die Übereinstimmung ungefähr dieselbe, bei HJ kommt $4,7 \cdot 10^{19}$ für N_0 . Nach der Meinung des Verf. spricht diese Zahl für die Richtigkeit seines Modells. Früher war weiter noch gezeigt worden, wie die beobachtete Ionisierungsarbeit bei HCl und HBr nahezu übereinstimmt mit der berechneten Arbeit für die Trennung des Modells in seine vier geladenen Bestandteile. Bei CO und N_2 ergibt sich so als theoretische Ionisierungsarbeit der Wert 15,0 bzw. 15,6 Volt, der sich den Beobachtungsdaten 14,5 bzw. 15,8 Volt zuordnen läßt. Da beim Bohrschen Wasserstoffmolekül selbst das berechnete Dissoziationspotential mit der Beobachtung bekanntlich nicht übereinstimmt, schlägt hier der Verf. ein eigenartiges Verfahren ein. Er setzt $D = 2Nh - E$, wo D die Dissoziationsarbeit, E die Ionisierungsarbeit für Trennung in Kerne und Elektronen, Nh nach dem Bohrschen Atommodell die Ionisierungsarbeit des Atoms ist. (Dem Verf. unterläuft dabei ein Vorzeichenfehler, die Gleichung muß lauten $E = D + 2Nh$. Der Ref.) Aus dem beobachteten Werte $D = 3,5$ Volt und einer Formel, die den theoretischen Zusammenhang zwischen d und E nach dem Modell herstellt, wird dann $d = 0,733 \cdot 10^{-8}$ und mit diesem Werte aus der Dielektrizitätskonstanten $N_0 = 4,1 \cdot 10^{19}$ gefunden. Bei HCN wird ein Modell $H-CN$ angenommen und aus dem Ionisierungspotential $E = 14,8$ Volt nach der Wasserstoffmolekülformel $d = 1,16 \cdot 10^{-8}$ und $N_0 = 3,4 \cdot 10^{19}$ gefunden. Der Verf. berechnet dann die Polarisierbarkeit einer Bohr-Debyeschen Molekel und findet bei gleichmäßiger Orientierung der Moleküle für das mittlere elektrische Moment $\bar{p} = 6,102 r^3 \mathcal{E}$ (r Radius der Elektronenbahn). Mit der Formel $K = 1 + 4\pi N_0 \bar{p} / \mathcal{E}$ der Elektronentheorie kommt so $K = 1 + 24,4 \pi N_0 r^3$, während die empirische Formel des Verf. $K = 1 + 8 \pi N_0 r^3$ lautet. Der Verf. schlägt deshalb vor, die Gleichung der Elektronentheorie abzuändern in $K = 1 + 4\pi/3 N_0 \bar{p} / \mathcal{E}$. Kratzer.

David M. Dennison. On the Analysis of Certain Molecular Spectra. Phil. Mag. (7) 1, 195—218, 1926, Nr. 1. [S. 222.]

J. W. Nicholson. The General Nature of Band Spectra. Phil. Mag. (6) 50, 650—662, 1925, Nr. 297. [S. 223.]

Robert S. Mulliken. Systematic relations between electronic structure and band-spectrum structure in diatomic molecules. I. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 144—151, 1926, Nr. 3. [S. 224.]

Robert S. Mulliken. Systematic relations between electronic structure and band-spectrum structure in diatomic molecules. II. The ZnH, CdH, and HgH molecules and their spectra. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 151—158, 1926, Nr. 3. [S. 225.] Kratzer.

Raymond T. Birge and Hertha Sponer. The heat of dissociation of non-polar molecules, as determined from band spectra, and from other sources. Phys. Rev. (2) 27, 640—641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 230.]

Raymond T. Birge. The heat of dissociation of O_2 and O_2^+ . Phys. Rev. (2) 27, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 230.]

Hertha Sponer. The heat of dissociation of N_2 and N_2^+ . Phys. Rev. (2) 27, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 230.]

Raymond T. Birge and Hertha Sponer. The heat of dissociation of CO , CO^+ , and NO . Phys. Rev. (2) 27, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 230.]

R. T. Birge and H. Sponer. The heat of dissociation of non-polar molecules. Phys. Rev. (2) 28, 259—283, 1926, Nr. 2. [S. 330.] *Kratzer.*

Raymond T. Birge. The law of force and the size of diatomic molecules, as determined from their band spectra. Phys. Rev. (2) 27, 107, 1926, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Raymond T. Birge. The Law of Force and the Size of Diatomic Molecules, as determined by their Band Spectra. Nature 116, 783—784, 1925, Nr. 2926. In die vom Ref. entwickelte Energieformel eines rotierenden Oszillators geht wesentlich das Kraftgesetz ein, nach dem die beiden Atome aneinandergebunden sind. Da die gleichen Kräfte als rücktreibende Kraft bei der Schwingung und als Gegenkraft gegen die Zentrifugalkraft bei der Rotation wirken, so kann aus beiden Bewegungsformen das Kraftgesetz gewonnen werden falls man von dem Born-Hückelschen Kraftansatz $F = k_1 x + k_2 x^2 + k_3 x^3 + \dots$ (x Entfernung aus der Gleichgewichtslage) ausgeht. Bei den Cyanbanden 3883 findet der Verf. für den Endzustand aus der Oszillation $k_1 = 16,12 \cdot 10^5 \text{ dyn cm}^{-1}$, $k_2 = -6,18 \cdot 10^{14} \text{ dyn cm}^{-1}$, aus der Rotation $k_1 = 16,00 \cdot 10^5$, $k_2 = -5,44 \cdot 10^{14}$. Da die Rotationsdaten keine große Genauigkeit zulassen, ist die Übereinstimmung überraschend gut. Die gleiche Rechnung wurde durchgeführt für Anfangs- und Endzustand bei CN , CuH , N_2 , N_2^+ mit guter Übereinstimmung. Bei den beiden letzteren ist diese Übereinstimmung deswegen von besonderer Bedeutung, weil sie nur erreichbar ist, wenn man innerhalb der Zweige, die ja wechselnde Intensität zeigen, durchnummeriert, also schwache und starke Linien dem gleichen Zweige zurechnet.

Kratzer.

Raymond T. Birge. The structure of molecules. Nature 117, 300—302, 1926, Nr. 2939. Der Verf. betrachtet die Moleküle CO , CO^+ , N_2 , N_2^+ , NO , CN , BO und nimmt an, daß die K -Schale der Atome bei der Verbindung unbeeinflußt bleibt, daß jedoch die Elektronen der unvollständigen Schalen sich wie in einem einzigen Atom gruppieren, so daß zunächst acht Elektronen eine beiden Atomen gemeinsame Edelgasschale aufbauen und der Rest sich als Valenzelektronen betätigt. Bei CO^+ , CN , BO existieren neben einem Dublett- p -Term zwei Einfachterme, die Mulliken als s -Terme deutet. Bei CO hat der Verf. früher gezeigt, daß drei Terme darstellbar sind durch die Rydbergformel $\nu = R/D^2$ mit $D = 0,98, 1,48, 1,97$. Da CO magnesiumähnlich sein soll, stellt der Verf. diese drei Terme in Analogie zu den Termen $1S, 2P, 2S$ des Einfachliniensystems von Magnesium. Bei N_2 wurde durch Sponer festgestellt, daß aus der Termformel die Ionisierungsarbeit richtig sich ergibt. Der eine Term ist ein Triplett mit der Aufspaltung 20 und 42, während beim $1p_{1,2,3}$ -Term von Mg die Aufspaltung 41 und 20 ist.

Der nächste Term bei N_2 hat die Aufspaltung 2,2, bei Mg hat $2p_{1,2,3}$ die Aufspaltung 4 und 2. Die Umkehrung der Aufspaltungsgröße ist verknüpft mit einer Umkehrung der Intensität. Die Gültigkeit der Rydbergformel für He ist bekannt, für H_2 wurde sie durch Urey gezeigt, so daß die Linienformel auch für Moleküle berechtigt erscheint. „Die mit den Valenzelektronen der Moleküle verknüpften Energiestufen stimmen in allen wesentlichen Gesichtspunkten mit denen der Valenzelektronen der Atome überein.“ Als Beispiele für die Aufspaltung werden genannt: $CO^+ 1p_{12}$ Aufspaltung 126, $Mg^+ 91,5$; $NO 1p_{12}$ 135, A 112. Schlechte quantitative Übereinstimmung $1p_{12}$ bei CN bzw. BO Aufspaltung 54 bzw. 126 gegen 17 bei Na. Als Abweichung wird angegeben: 1. Die Mehrfachmolekülterme sind der Größe und Intensität nach gegen die Atom- aufspaltung verkehrt; 2. die Übergänge s nach s sind nicht bloß nicht verboten, sondern werden bevorzugt. Die Tatsache, daß in den sogenannten p -Termen der Moleküle die Bindung der Atome geringer, das Trägheitsmoment größer ist, wird in Analogie zum Atom so gedeutet, daß im s -Zustand die Elektronen tiefer eindringen und das bei der s -Bahn zwischen die Kerne eindringende Elektron die Abstoßung der Kerne vermindert, das Trägheitsmoment verkleinert. Die Überlegungen lassen sich nach dem Verf. auch auf Ionisierungspotentiale von CO^+ , N_2^+ und ähnliche „ungerade“ Moleküle anwenden. Kratzer.

Wheeler P. Davey. Radiation. Journ. Frankl. Inst. 197, 439—478, 629—666, 1924, Nr. 4. [S. 214.] Güntherschulze.

Hans Th. Wolff. Energetische Betrachtungen über die radioaktive Strahlung. Phys. ZS. 27, 640—642, 1926, Nr. 19/20. Nach den an α -Teilchen durchgeführten Zerstreuungsmessungen erscheint die Gültigkeit des Coulomb-schen Gesetzes in der Umgebung des Atomkerns bis herab zu etwa $3 \cdot 10^{-12}$ cm gesichert. Unter der Voraussetzung, daß das bei einem radioaktiven Zerfall abgestoßene α -Teilchen an den Beginn dieser Gültigkeitszone gerade mit der Geschwindigkeit Null gelangt, ergibt sich als untere Grenze für die Energie eines im Kernfeld von Ra beschleunigten α -Teilchens ein Wert von $115 \cdot 10^{-7}$ erg, während bei den Messungen nur $75 \cdot 10^{-7}$ erg gefunden wird. Wenn dieses Energiemanko, das in diesen und anderen Fällen von der Ordnung 3 bis $4 \cdot 10^{-6}$ erg ist, das Atom in Form von γ -Strahlung verläßt, wäre eine Wellenlänge von rund $5 \cdot 10^{-11}$ cm zu erwarten. Der Verf. bringt diese in Zusammenhang mit den kürzesten bekannten Wellen der irdischen Radioelemente sowie mit der kurzwelligen Höhenstrahlung. K. W. F. Kohlrausch.

G. H. Dieke. On the specific heat of hydrogen. Phys. Rev. (2) 27, 639, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 253.] Kratzer.

A. Hantzsch und H. Carlsohn. Einfluß der Lösungsmittel auf die Löslichkeit und Lichtabsorption echter Salze. ZS. f. anorg. Chem. 156, 199—209, 1926, Nr. 3. [S. 249.] Kauffmann.

William A. Bone, R. P. Fraser and D. M. Newitt. New experiments upon the combustion of well-dried carbon monoxide and oxygen mixtures. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) 110, 634—645, 1926, Nr. 756. Durch diese Untersuchung sollte der Einfluß des Druckes auf die Entzündbarkeit von extrem getrockneten $CO-O_2$ -Gemischen durch den elektrischen Funken von gewöhnlicher Stärke untersucht werden. Die volumetrische Zusammensetzung der Gemische lag zwischen 63,7 Proz. CO , 32,6 Proz. O_2 , 3,7 Proz. N_2 und 54,6 Proz.

CO, 11,6 Proz. O₂, 3,8 Proz. N₂. Die Funkenstrecke betrug bei den beiden Versuchsreihen $\frac{1}{100}$ ". Wie die Versuche ergaben, kann bei Drucken unterhalb 2 Atm. keines der untersuchten Gemische durch den angewendeten Funken entzündet werden, wie oft man ihn auch durch das Gemisch sendet. Bei Anfangsdrucken von 2,75 bis 5 Atm. läßt sich, zumeist erst nach mehreren Versuchen, das Gemisch entzünden, indes erfolgt dann keine vollständige Verbrennung, sondern 5 bis 10 Proz. des angewendeten CO bleiben unverändert zurück. Bei Anfangsdrucken von 10 Atm. und darüber entzündet sich das Gemisch sogleich beim Durchschlagen des ersten Funkens, und die Verbrennung ist vollständig oder doch nahezu vollständig. Weiter wird festgestellt, daß bei dem Verbrennen des extrem trockenen CO-O₂-Gemisches unter dem Druck 25 Atm. in dem Photogramm des Spektrums keine Wasserdampflinien im Ultraviolett sichtbar sind. Die Annahme, daß die Verbrennung des CO nur durch Vermittlung von H₂O-Molekeln möglich ist, muß somit aufgegeben werden.

Böttger.

Friedrich Richter. Das Verhältnis der klassischen Stereochemie zu den neueren Arbeiten K. Weissenbergs. *Naturwissensch.* 14, 889—895, 1926, Nr. 39. Die heute sich bemerkbar machende Krise in der Stereochemie der aromatischen Verbindungen ist bereits des öfteren diskutiert. Die van 't Hoff'sche Vorstellung über die Richtung der vier Affinitäten des C-Atoms nach den Ecken eines regulären Tetraeders und die damit bedingte Isomerie bei vier verschiedenen Substituenten scheint in ihrer Allgemeinheit nicht mehr zuzutreffen. Es macht sich heute vielmehr die Neigung geltend, in Verfolgung von Gedankengängen von Pasteur und Le Bel in molekularen Dissymmetrien die Ursache für die optische Aktivität zu suchen. Die vielen in der Arbeit im einzelnen besprochenen bestehenden Schwierigkeiten lassen sich vermeiden, wenn man die in der Kristallographie ausgebildete Symmetriellehre auf den Molekülbau überträgt, d. h. wenn man untersucht, auf wieviel Arten gegebene Atome oder Moleküle von bestimmtem Symmetriegrade sich stabil zu gruppieren vermögen. Weissenberg hat unter Zugrundelegung bestimmter Vorstellungen und Beziehungen eine Systematik der Symmetriellehre durchgeführt. Für Verbindungen vom Typus Ca₄ kommt er zu dem für die organische Chemie entscheidenden Ergebnis, daß die Form der Konfigurationen wesentlich von der Symmetrie der Substituenten bedingt wird. So tritt die Anordnung der Atome nach einem regulären Tetraeder nur dann auf, wenn die Substituenten eine trigonale Drehachse oder eine trigonale Drehachse und Spiegelebene aufweisen. Daneben ergibt sich als möglicher Typus die Pyramide. In der Tat konnte beim Pentaerythrit C(CH₂OH)₄ dieser pyramidale Aufbau röntgenographisch nachgewiesen werden. Dabei besitzt die CH₂-OH-Gruppe keine trigonale Achse. Dagegen weist C(CH₃)₄ tetraedrische Anordnung auf, weil CH₃ eine trigonale Drehachse besitzt. Zur direkten Anwendung der Weissenbergschen Theorie bedarf es noch der Kenntnis des Symmetriefaktors der Substituenten, der heute noch meist unbekannt ist. Einen experimentellen Beweis für die Richtigkeit der Weissenbergschen Theorie wird weniger die präparative organische Chemie, als vielmehr die röntgenographische Methode bringen können. Es sei betont, daß eine eindeutige Strukturbestimmung bei komplizierten organischen Stoffen außerordentlich schwierig ist.

Bredemeier.

Hugh S. Taylor, A. L. Marshall and J. R. Bates. Chemical effects produced by resonance radiation. *Nature* 117, 267, 1926, Nr. 2938. [S. 234.]

Eric K. Rideal and Herbert S. Hirst. Chemical effects produced by resonance radiation. *Nature* 117, 449—450, 1926, Nr. 2943. [S. 234.] *Grottrian.*

J. Seigle. Quelques particularités des essais de torsion simple et de torsion combinée avec une traction ou une compression. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 42 S—43 S, 1926, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 228.] [S. 169.]

Berndt.

Edward L. Nichols and Mabel K. Slattery. Uranium as an activator. Journ. Opt. Soc. Amer. 12, 449—466, 1926, Nr. 5. Geringe Mengen einer Uranverbindung werden mit NaPO_3 , KPO_3 , Borax, NaF oder CaF_2 in feste Lösung gebracht. Es zeigt sich, daß diese Substanzen durch die Uranbeimengung fähig gemacht werden, bei Anregung durch Licht und Kathodenstrahlen zu leuchten. Die Gesamtintensität der Emission ist abhängig von der Menge des enthaltenen Urans, wobei für jedes Lösungsmittel ein Optimum der Konzentration gefunden wird. Die Intensitätsverteilung in den Lumineszenzspektren wird gemessen, und es wird versucht, die Lage des Maximums mit dem Molekulargewicht der Lösungsmittel in Zusammenhang zu bringen. Durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen konnte keine Lumineszenz hervorgerufen werden, doch wurde nach erfolgter Bestrahlung mit Röntgenstrahlen Thermolumineszenz beobachtet.

V. v. Keussler.

K. L. Wolf. Dispersion und Molrefraktion der Alkalihalogenide und der Halogenwasserstoffe. Ann. d. Phys. (4) 81, 637—648, 1926, Nr. 22. Bei KCl und NaCl hatte sich gezeigt, daß die durch die Gleichung

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum_i \frac{C_i}{v_i^2 - v^2} \left(C_i = \frac{e^2}{3\pi m} N_i \cdot p_i \right)$$

bestimmten Elektronenzahlen (Übergangswahrscheinlichkeiten) p_i für das Ion den gleichen Wert haben wie für das entsprechende Edelgas. Der Resonanzlinie, deren Einfluß bei den Edelgasen verschwindend klein war gegenüber dem Einfluß der kontinuierlichen Absorption ($p_{\text{kont.}} = 4,59$; $p_{\text{Res.}} = 0,025$ bei Argon), kam dabei im Gitter ein größerer Wert zu ($p_{\text{Res.}} = 0,19$; $p_{\text{kont.}} = 4,41$ für Cl^- in NaCl). In der vorliegenden Arbeit wird nun aus den wenigen bekannten Dispersionsmessungen, die für die Alkalihalogenide vorliegen, geschlossen, daß $p_{\text{Res.}}$ mit wachsendem Atomgewicht des Halogenions zunimmt. Das gleiche ergibt sich für die Halogenionen in den Halogenwasserstoffen, wo zur Berechnung die genauen Dispersionsmessungen Cuthbertsons im sichtbaren Gebiet benutzt werden konnten. Ferner zeigt sich, daß $p_{\text{Res.}}$ bei den gasförmigen Halogenwasserstoffen von derselben Größenordnung ist wie bei den Edelgasen, während es bei den Ionen im Kristallgitter durchweg von der gleichen Größenordnung ist wie bei NaCl und KCl. Daraus folgt, daß die Übergangswahrscheinlichkeit zur höheren Bahn (Resonanzlinie) bei den Halogenionen durch den Einbau ins Kristallgitter auf Kosten der vollständigen Abtrennung eines Elektrons erhöht wird. — Unter Zugrundelegung der neugewonnenen p -Werte werden die früher (Ann. d. Phys. 78, 195, 1925) für die Molrefraktion der Alkalihalogenide berechneten Werte neu bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung wird dadurch sowohl was die Absolutwerte, als auch was den Gang (Deformation nach Fajans) betrifft, verbessert. Der Anteil des Kations zur Molrefraktion konnte den früheren Rechnungen entnommen werden, da eine Diskussion der von Mohler gefundenen kritischen Elektronengeschwindigkeiten, die zu einer von der von Mohler vorgeschlagenen verschiedenen Deutung führt, die früher für die Seriengrenzen der Alkalifunkenspektren geschätzten Werte bestätigt und über die p -Werte hier keine Unsicherheit bestand. K. L. Wolf.

P. W. Bridgman. Certain physical properties of single crystals of tungsten, antimony, bismuth, tellurium, cadmium, zinc, and tin.

Stoff	Hauptelastizitätsmoduln			
	ϵ_{11} 10^{-13}	ϵ_{33} 10^{-13}	ϵ_{44} 10^{-13}	ϵ_{12} 10^{-13}
Antimon (Sb) (rhomboedrisch) . .	17,7	33,8	41,0	— 3,8
Cadmium (Cd) (hexagonal) . . .	12,9	36,9	64,0	— 1,5
Tellur (Te) (trigonal?)	48,7	23,4	58,1	— 6,9
Wismut (Bi) (rhomboedrisch) . .	26,9	28,7	104,8	— 14,0
Wolfram (W) (regulär)	2,534	—	6,55	— 0,726
Zink (Zn) (hexagonal)	8,23	26,38	25,0	+ 0,34
Zinn (Sn) (tetragonal)	18,5	11,8	57,0	— 9,9

S-Einheiten		Kompressibilität in $\frac{\text{cm}^2}{\text{kg}}$	$\left\{ \begin{array}{l} \kappa_{\parallel} = \parallel \text{Hauptachse} \\ \kappa_{\perp} = \perp \text{Hauptachse} \\ \kappa_{\text{cub}} = \text{Kubische Kompressibilität} \end{array} \right.$
s_{31} 10^{-13}	s_{14} 10^{-13}		
— 8,5	— 8,0	30°C: $\kappa_{\parallel} = 16,48 \cdot 10^{-7} - 20,5 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 5,256 \cdot 10^{-7} - 4,56 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 26,99 \cdot 10^{-7} - 31,6 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\parallel} = 16,37 \cdot 10^{-7} - 18,0 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 5,091 \cdot 10^{-7} - 3,04 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 26,55 \cdot 10^{-7} - 25,3 \cdot 10^{-12} . p$	
— 9,3	—	Modifikationsänderung b. Drücken	
— 13,8	n. best.	30°C: $\kappa_{\parallel} = -4,137 \cdot 10^{-7} + 9,6 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 27,48 \cdot 10^{-7} - 52,7 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 50,82 \cdot 10^{-7} - 101,1 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\parallel} = -5,132 \cdot 10^{-7} + 13,2 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 27,77 \cdot 10^{-7} - 53,6 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 50,41 \cdot 10^{-7} - 85,6 \cdot 10^{-12} . p$	
— 6,2	+ 16,0	30°C: $\kappa_{\parallel} = 15,92 \cdot 10^{-7} - 11,1 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 6,624 \cdot 10^{-7} - 4,39 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 29,17 \cdot 10^{-7} - 22,43 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\parallel} = 15,80 \cdot 10^{-7} - 11,6 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 7,044 \cdot 10^{-7} - 8,40 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 29,89 \cdot 10^{-7} - 31,13 \cdot 10^{-12} . p$	
—	—	30°C: $\kappa_{\text{cub}} = 3,18 \cdot 10^{-7} - 1,4 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\text{cub}} = 3,18 \cdot 10^{-7} - 1,5 \cdot 10^{-12} . p$	
— 6,64	—	30°C: $\kappa_{\parallel} = 12,98 \cdot 10^{-7} - 5,32 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 1,946 \cdot 10^{-7} - 1,11 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 16,87 \cdot 10^{-7} - 8,08 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\parallel} = 13,55 \cdot 10^{-7} - 7,82 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 2,025 \cdot 10^{-7} - 1,47 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 17,60 \cdot 10^{-7} - 11,35 \cdot 10^{-12} . p$	
— 2,5	$s_{66} = 135$	30°C: $\kappa_{\parallel} = 6,719 \cdot 10^{-7} - 4,07 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 6,022 \cdot 10^{-7} - 4,20 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 18,76 \cdot 10^{-7} - 13,6 \cdot 10^{-12} . p$ 75°C: $\kappa_{\parallel} = 6,956 \cdot 10^{-7} - 3,91 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\perp} = 6,144 \cdot 10^{-7} - 4,26 \cdot 10^{-12} . p$ $\kappa_{\text{cub}} = 19,24 \cdot 10^{-7} - 13,7 \cdot 10^{-12} . p$	

Proc. Amer. Acad. 60, 305–383, 1925, Nr. 6/8. Kristallstäbchen (bis 22 mm Durchmesser) von Sb, Bi, Te, Cd, Zn und Sn werden durch langsames Erstarren gewonnen und von ihnen, sowie von einem W-Kristall deutscher Herkunft die elastischen Eigenschaften, der elektrische Widerstand, der Ausdehnungskoeffizient, sowie Temperatur- und Druckkoeffizienten des elektrischen Widerstandes laut Tabelle 1 und 2 mitgeteilt. Die Herstellung der Kristalle erfolgte in Glasröhrchen, die zur Unterdrückung des Wachstums anderer Kristalle und zur Fernhaltung von Verunreinigungen zweimal eingeschnürt waren. Die Röhrchen wurden im elektrischen Ofen evakuiert, wobei das Metall zur Abgabe von Gasen geschüttelt wurde, zugeschmolzen und durch langsames Senken mit Geschwindigkeiten von einigen mm/st zum Erstarren gebracht. Die Orientierung wurde durch Freilegen von Spaltflächen, Gleitflächen usw., besonders aber an Hand der optischen Reflexe bestimmt, welche die erstarrten Kristalle infolge der Anwesenheit kristallographisch begrenzter Grübchen auf ihrer Oberfläche aufwiesen. Hierzu diente eine Holzkugel, in deren ausgebohrte Achse der Kristall hineingesteckt wurde, und ein auf der Rückseite geschwärtzter Spiegel. Reflektieren Kristall und Spiegel gleichzeitig eine scharfe Lichtquelle, so berührt der Spiegel die Holzkugel im Pol der reflektierenden Kristallfläche. Als solche erwiesen sich stets dicht mit Atomen besetzte Kristallflächen. Die entstehenden Kristalle – besonders die dickeren – bevorzugen gewisse Richtungen als Wachstumsrichtungen, derart, daß eine Spaltfläche häufig nahezu parallel der Wachstumsrichtung liegt. Bei Cd wurden bei den Kompressibilitätsbestimmungen zwei neue Modifikationen festgestellt. Bei W erwies sich die Cauchy'sche Relation als ungültig. c_{12} wurde erheblich größer als c_{44} festgestellt. Die Messungen wurden an zylindrischen Stäbchen von 6 mm Durchmesser und 25 mm Länge durchgeführt. Einige magnetische Messungen ergaben nur bei Bi und Sb Orientierungseffekte.

Tabelle 2.

Stoff } Hauptachse ⊥ }	Linearer Ausdehnungs- koeffizient bei 20° C	Elektrischer Widerstand bei 20° C	Temperatur- koeffizient des Widerstandes zwischen 0 und 100° C	Druckkoeffizient des Widerstandes bei 0° C
	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	10 ⁻⁶
Antimon 	15,56	35,6	595	+ 17,2
Antimon ⊥	7,96	42,6	511	+ 1,05
Cadmium 	—	8,30	428?	{ — 13,1 — 8,7
Cadmium ⊥	—	6,80		
Tellur 	— 1,6	56 000	445	{ + 24,5 + 7,5
Tellur ⊥	27,2	154 000		
Wismut 	13,96	138	419	{ — 10,87 — 6,55
Wismut ⊥	10,36	109		
Zink 	57,4	6,13	418	— 10,96
Zink ⊥	12,6	5,91	447	— 10,28
Zinn 	30,50	14,3	469	
Zinn ⊥	15,45	9,9		

G. Sachs.

A. Balandin. Über die Kontraktionskonstanten der Metallsalzhhydrate. ZS. f. phys. Chem. 121, 299–306, 1926, Nr. 3/4. In einer früheren

Arbeit hat der Verf. (diese Ber. 7, 742, 1926) gezeigt, daß bei der Vereinigung eines Metalloids oder Säureradikals mit verschiedenen Metallen die Kontraktionskonstante C (Verhältnis der Molvolumina vor und nach der Reaktion) darstellbar ist durch $C = K - U/U_0$ (U Bildungsenergie). Die Formel gilt für Verbindungen gleicher Wertigkeit. Mit steigender Zahl der gebundenen negativen Gruppen steigt U_0 . Der Verf. zeigt nun, daß diese Formel auch für die Verbindungen MeO zutrifft. Die Übereinstimmung ist unter 13 Verbindungen mit Ausnahme von MnO , ZnO , PbO und SrO befriedigend. Die Kontraktionskonstanten liegen zwischen 0,44 und 0,95. Bei den Oxyden zwei- und dreiwertiger Elemente wird U_0 größer. Bei den Anlagerungsverbindungen nach dem Schema



verändern sich die Kontraktionskonstanten in engeren Grenzen. U_0 ist größer. Die Übereinstimmung zwischen Formel und Beobachtung ist von 12 Fällen nur bei drei unbefriedigend. Bei den Verbindungen vom Schema



bei denen Nebenvalenzen ins Spiel treten, wird C praktisch konstant, also von U unabhängig (U_0 sehr groß). Dies wird an 12 Verbindungen gezeigt. Das gleiche wird für neun Verbindungen vom Typus $\text{MeCl}_2 \cdot n \text{H}_2\text{O}$ und an neun Verbindungen der Art $\text{Me}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot n \text{H}_2\text{O}$ gezeigt. Der Wert von C ist bei den Hydraten der zweiwertigen Sulfate und Chloride derselbe. Die Wernersche Trennung in Anlagerungs- und Einlagerungsverbindungen macht sich also auch bei C geltend. Die Konstanz von C läßt sich praktisch verwerten in der Beziehung $V(\text{Salz} \cdot n \text{aq}) = K(V_{\text{Salz}} + n V_{\text{aq}})$. Kratzer.

Georg Masing. Über die Berechnung von Einwirkungsgrenzen in Mischkristallen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 156–169, 1926, Nr. 2. Es wird gezeigt, daß die bisher von Masing und von Borelius angewendeten Berechnungsmethoden der Resistenzgrenze für ein Flächengittermodell bei statistischer Atomverteilung von Mischkristallen fehlerhaft sind. Durch eine korrektere Näherungsrechnung wird die Resistenzgrenze eines Flächenmodells berechnet und die Rechnung durch statistisches Auszählen bestätigt. Man findet eine scharfe Resistenzgrenze bei annähernd $\frac{2}{3}$ Mol. der unedleren Komponente. Die Berechnung räumlicher Modelle ist bisher nicht möglich und damit auch die Diskussion der Lage der Resistenzgrenzen bei Annahme statistischer Atomverteilungen. Es kann zurzeit nur gesagt werden, daß hierbei auch bei räumlichen Gittern mit großer Wahrscheinlichkeit eine scharfe Resistenzgrenze zu erwarten ist. Scheel.

P. W. Bridgman. Various physical properties of rubidium and caesium and the resistance of potassium under pressure. Proc. Amer. Acad. 60, 385–421, 1925, Nr. 6/8. Von Rb und Cs wird die Kompressibilität sowie der Einfluß hydrostatischer Drucke bis 12000 kg/cm^2 auf den Schmelzpunkt, die Zusammenziehung beim Erstarren und den elektrischen Widerstand im festen und flüssigen Zustand — letzteres auch von K — bestimmt. Die Verfahren sind in früheren Veröffentlichungen des Verf. ausführlich besprochen worden. Außerdem wird die latente Schmelzwärme in Abhängigkeit vom Druck und von der Temperatur bis 100° berechnet. Die Eigenschaften der Alkalien werden miteinander verglichen. Die Kompressibilität von K verläuft andersartig als die der übrigen Alkalien: die Abnahme bei hohen Drucken ist sehr viel geringer; auch der Schmelzpunkt von K wird bei hohen Drucken höher als der von Na. Die Volumenänderung beim Schmelzen, sowie die Schmelzwärme ist bei den Alkalien (mit Ausnahme

von Li) nahezu gleich. Der Widerstand von Cs geht bei hohen Drucken durch ein Minimum; ähnliches scheint bei Rb und vielleicht auch bei den anderen Alkalien bei nicht mehr erreichbaren Drucken der Fall zu sein. *G. Sachs.*

J. Koenigsberger. Über Kristallgitterporen. *Phys. ZS.* **27**, 215–217, 1926, Nr. 8. Es wird darauf hingewiesen, daß die Kristallgitterporen, welche nach A. Smekal in erheblichen Mengen in den meisten Kristallen vorhanden sind, höchstens etwa 10^{-3} bis 10^{-4} des Volumens einnehmen. Diese Hohlräume müssen, wie die Leitfähigkeitsversuche von Warburg, Tegetmeier, Curie zeigen, dem Raumgitter entsprechend orientiert sein. Zumeist werden es wohl nicht Hohlräume, sondern mit Fremdmaterie erfüllte, kristallographisch begrenzte Räume sein. Sie vergrößern die elektrische Leitfähigkeit, können aber nicht die alleinige Ursache derselben sein. *Koenigsberger.*

William Duane. The calculation of the X-ray diffracting power at points in a crystal. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **11**, 489–493, 1925, Nr. 8. [S. 169.] *Scheel.*

G. Calingaert and W. J. Boesch. A Correction to the freezing point diagram of lead-sodium alloys. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **45**, 1901–1904, 1923, Nr. 8. Es wird gezeigt, daß die reine Verbindung, die sich aus Legierungen von Pb und Na abscheidet, deren Zusammensetzung zwischen 58,8 und 76,6 Atomproz. Na liegt, Na_5Pb_2 ist, das sowohl mit NaPb als auch mit Na_4Pb feste Lösungen bildet. Legierungen, die 58,8 bis 71,4 Atomproz. Na enthalten, wandeln sich bei der Abkühlung bei 182° um. Die Verbindung Na_5Pb_2 verschwindet und eine neue Verbindung Na_2Pb bildet sich. Verff. geben ein vollständiges Diagramm der Na-Pb-Legierungen. *Güntherschulze*

H. Hanemann und L. Traeger. Die Umwandlung des gehärteten Stahles beim Anlassen. *Stahl u. Eisen* **46**, 1508–1514, 1926, Nr. 44. Die Versuche erfolgten an Rundstäben von 10 mm Durchmesser und 150 mm Länge aus C-Stahl. Sie wurden so lange auf bestimmte Temperaturen erhitzt, bis auch bei etwas höheren Temperaturen keine weitere Längenänderung zu beobachten war. Dabei wurden drei Temperaturen gefunden, bei denen eine Umwandlung des metastabilen Austenit-Martensitgefüges erfolgte. Ihre Lage erwies sich als unabhängig vom C-Gehalt, doch war die Größe der Unstetigkeit eine Funktion desselben. Ferner zeigten sich die eintretenden Längenänderungen als proportional der Versuchslänge und bei völliger Durchhärtung als unabhängig vom Querschnitt, woraus folgt, daß es sich nicht um die Auslösung von Härtespannungen handelt. Die erste Umwandlung erfolgt bei 100° und ist mit einer Zusammenziehung verbunden, die im Maximum (für den eutektoiden Stahl) 0,12 Proz. beträgt. Metallographisch äußert sich die eingetretene Umwandlung in einer Dunkelfärbung der vorher hellen Martensitnadeln. Zugleich nimmt die Härte etwas ab (z. B. von 710 auf 680 kg/cm²). Die zweite, bei 235° beobachtete Umwandlung ist mit einer geringen Dilatation verbunden und besteht in einer Zersetzung des Austenits, weshalb sie auch bei Stählen mit weniger als 0,8 Proz. C nicht zu bemerken ist. Die dritte Umwandlung erfolgt bei 300° und ist wieder von einer Kontraktion begleitet, deren Maximum (für eutektoiden Stahl) 0,18 Proz. ausmacht. Hierbei treten im Gefüge Zementitkügelchen auf. Sorbit ist erst nach Erhitzen auf 400° zu beobachten, so daß vielleicht noch eine vierte Umwandlung bei dieser Temperatur angenommen werden muß. Aus den Ergebnissen wird gefolgert, daß der Übergang vom Martensit zu dem Gemisch aus α -Eisen und Zementit in zwei Stufen erfolgt. Als Zwischenphase wird ein vom Zementit und von der η -Phase

verschiedenes Carbid angenommen, das als ζ -Phase bezeichnet wird. Sie hat anderes spezifisches Gewicht und Ausdehnungskoeffizienten sowie Maximum der Lösungsgeschwindigkeit in Schwefelsäure (gegenüber dem Martensit und dem Gemisch aus α -Eisen und Zementit); kleineren elektrischen Widerstand und Wärmeinhalt und kleinere Härte als Martensit, aber größere Härte als jenes Gemisch. Sie ist identisch mit dem α -Martensit von Honda. Demnach besteht das Gefüge des Stahles nach dem Abschrecken aus Austenit und Martensit, nach dem Anlassen bei 100° aus Austenit und ζ -Eisen, nach dem bei 235° nur aus ζ -Eisen und nach Anlassen auf 300° aus α -Eisen und Zementit. Mit jeder Umwandlung ist auch eine Abnahme der Härte und eine Änderung des Ausdehnungskoeffizienten verbunden. Für Stähle, die bis 200° beständig bleiben sollen, ist 14stündiges Anlassen auf 100° erforderlich; sollen sie dagegen auch für Temperaturen über 280° beständig sein, so muß auf 400° angelassen werden. *Berndt.*

H. Hanemann. Über die Härtung des Stahles. Stahl u. Eisen 46, 1585—1587, 1926, Nr. 46. Bei abgeschreckten Stählen zeigen sich stets zwei Gefüge, auch wenn kein Austenit vorhanden ist, was auf die Verschiedenheit der Verteilung des C im Martensit zurückzuführen ist. Beweis dafür ist, daß beim Anlassen auf 700° die Ausscheidung des körnigen Zementits nicht gleichmäßig über die Fläche erfolgt. Die Unterschiede bleiben auch nach Ausglühen und erneutem Abschrecken bestehen. Für die Deutung der Beobachtungen sei auf die Theorie von Hanemann und Schrader (Bericht Nr. 61 des Werkstoffausschusses des Vereins deutscher Eisenhüttenleute) verwiesen, wonach bis 0,1 Proz. C nur ϵ -Eisen auftritt, dem sich mit wachsendem C-Gehalt zunehmende Mengen von η -Eisen gesellen, das bei 0,9 Proz. C allein auftritt, während bei noch größeren C-Gehalten γ -Eisen hinzukommt. Träger der Martensithärte ist die η -Phase. Alle experimentellen Beobachtungen lassen sich zugunsten dieser Theorie deuten. Ein weiterer Beweis dafür ist durch die Untersuchung der Anlaßerscheinungen geliefert (s. Hanemann und Traeger, vorst. Ref.). *Berndt.*

Edgar C. Bain and Marcus A. Grossmann. The Nature of Oil-Hardening Non-Deforming Tool Steels. Amer. Machin. 65, 523—525, 1926, Nr. 13. Für Ölhärtung muß man legierte Stähle nehmen. Untersucht sind zwei Stähle mit 0,85 bis 0,95 Proz. C, weniger als 0,020 Proz. P, weniger als 0,020 Proz. S, 0,10 bis 0,20 Proz. Si und 1,50 bis 1,75 Proz. Mn bzw. 1,00 bis 1,20 Proz. Mn; zum Ausgleich des geringeren Mn-Gehalts hatte der zweite Stahl noch einen Zusatz von 0,40 bis 0,55 Proz. Cr. Diese Stähle zundern sehr wenig. Bei dem ersten Stahl ist die Härte ziemlich unabhängig von der Abschrecktemperatur; mit wachsender Anlaßtemperatur nimmt die Härte ab. Die Längenänderungen wurden an Stücken von $2\frac{1}{2}$ " Länge und $1\frac{1}{2}$ " Durchmesser untersucht. Ein ausgeprägtes Minimum wurde bei 400° F, ein ausgeprägtes Maximum bei 500° F beobachtet. Beim Abschrecken von 1750° F wurde eine Verlängerung von 4 bis $5/1000$ ", beim Abschrecken von 1450° F eine solche von 1 bis $1,5/1000$ " festgestellt. Diese Verlängerung wird durch Anlassen auf 500° F praktisch wieder rückgängig gemacht. Ein Zerfall des beim Abschrecken zurückgebliebenen Austenits tritt erst durch 30 bis 45 Minuten langes Erhitzen auf 450° F ein. Der Martensit wird dagegen schon bei 200° F zersetzt. Die größte Kerbschlagarbeit wurde bei 450° F beobachtet, sie fiel dann rasch bis 550° F wegen Zerstörung des zähen Austenits. *Berndt.*

G. C. Priester and F. J. Curran. Mechanical and Machining Properties of an Annealed Cast Iron. Amer. Machin. 65, 528—529, 1926, Nr. 13. [S. 171.] *Berndt.*

Georg Masing und Lisel Koch. Desoxydation von Nickel. *Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz.* 5, 170—174, 1926, Nr. 2. Es wurde der Einfluß des Sauerstoffs und des Schwefels sowie des Mangans und des Magnesiums auf die Struktur des aus der Schmelze erstarrten Nickels untersucht. In Bestätigung amerikanischer Angaben wurde gefunden, daß die Struktur eines schwefelhaltigen Nickels seine Sprödigkeit verständlich macht und daß der Schwefel und nicht der Sauerstoff der Schädling im Nickel ist. Die Einwirkung des Mangans und des Magnesiums auf die Walzbarkeit des Nickels wurde vom Standpunkt der Struktur aus verständlich gemacht.

Scheel.

J. S. Dunn. The high temperature oxidation of metals. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 111, 203—209, 1926, Nr. 757. Die Oxydation von drei Kupfer-Zinklegierungen mit rund 95, 90 und 71 Proz. Kupfer und sehr geringen Mengen Blei, Eisen, Aluminium und Arsen wurde untersucht, indem die Proben der Legierungen im elektrischen Ofen auf Temperaturen von 580 bis 880° im Sauerstoffstrom erhitzt und die Gewichtszunahmen bestimmt wurden. Es wurde gezeigt, daß die Oxydation durch die Diffusion des Sauerstoffs durch eine schützende Oxydschicht geregelt wird. Die Oxydationsgeschwindigkeit ändert sich nach einem Exponentialgesetz mit der Temperatur. Verf. entwirft eine Theorie der Diffusion in festen Lösungen und gelangt durch Übertragung statistischer Gesetze auf die Wärmebewegung in festen Körpern zu einem Ausdruck für die Änderung der Diffusionsgeschwindigkeit mit der Temperatur, der formal mit dem experimentell abgeleiteten Gesetz übereinstimmt. Die von Roberts Austen und van Ostrand und Dewey bei ihrer Untersuchung über die Diffusion des Goldes im Blei erhaltenen Ergebnisse stimmen mit der Hypothese des Verf. überein.

Böttger.

J. S. Dunn. The low temperature oxidation of copper. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 111, 210—219, 1926, Nr. 757. Durch Versuche an reinem Handels-(Elektrolyt-) Kupfer, sowie an katalytisch aktivem und an bei verschiedenen Temperaturen angelassenem Kupfer wird die Richtigkeit der von dem Verf. aufgestellten Hypothese (s. voriges Referat) bestätigt, daß die Oxydation des festen Kupfers ausschließlich durch die Eigenschaften der seine Oberfläche überziehenden Oxydschicht geregelt wird. Abweichungen haben stets ihren Grund in der Änderung der Eigenschaften dieser Schicht. Die Oxydation des Kupfers in der normalen Form des Handelskupfers folgt dem theoretischen Parabelgesetz $W^2 = K \cdot t$, wenn W^2 die Menge des in der Zeit t aufgenommenen Sauerstoffs und K eine Konstante ist, nur während vergleichsweise kleiner Zeitintervalle. Die Oxydation des katalytisch aktiven Kupfers (durch Reduktion von CuO erhalten) erfolgt schneller als diejenige des normalen, folgt aber nicht dem parabolischen Gesetz. Zwischen dem katalytischen Verhalten und der Oxydationsgeschwindigkeit besteht ein Parallelismus.

Böttger.

5. Elektrizität und Magnetismus.

R. Tomaschek. Über Versuche zur Auffindung elektrodynamischer Wirkungen der Erdbewegung in großen Höhen. I. *Ann. d. Phys.* (4) 78, 743—756, 1925, Nr. 24. [S. 164.]

R. Tomaschek. Über Versuche zur Auffindung elektrodynamischer Wirkungen der Erdbewegung in großen Höhen. II. *Ann. d. Phys.* (4) 80, 509—514, 1926, Nr. 13. [S. 166.]

Bucherer.

Philip Kemp. Inductance and capacity. Electrician 95, 468—469, 1925, Nr. 2475. Die einfachen Ausdrücke für die Blindwiderstände von Induktivitäten und Kapazitäten verlieren für mehrwellige Ströme ihre Gültigkeit. Es werden für beide Fälle Faktoren berechnet, die die relative Änderung des Blindwiderstandes beim Vorhandensein von Oberwellen gegenüber dem für die Grundwelle geltenden Wert angeben. Die Faktoren sind Funktionen von Anzahl, Ordnungszahl und relativer Amplitude der Oberwellen. In diesem Zusammenhang spricht der Verf. von einer scheinbaren, durch die Stromform bedingten Änderung der Selbstinduktion bzw. Kapazität. Von den beiden Figuren ist eine offenbar einer Verwechslung zum Opfer gefallen. *Zickner.*

Fritz Ahrberg und Wilhelm Gaarz. Das Verhalten des Differentialschutzes mit wattmetrischem Relais bei äußerem Erdschluß. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 93—98, 1926, Nr. 2. Auch beim Differentialschutz mit wattmetrischen Relais bleiben äußere Erdschlüsse ohne Einfluß auf das Schutzsystem, wenn man die Wandler richtig schaltet. Da das wattmetrische Relais vom Stoßstrom nicht beeinflusst wird, kann auch bei schaltendem (nicht nur signalisierendem) Relais auf eine Zeiteinstellung verzichtet werden. Verwendet man ein dreipoliges Wattrelais, so wird auch der Gestellschluß stets erfaßt, gleichviel, in welcher Phase er auftritt. *Scheel.*

Georg Keinath. Wechselspannungsmessung mit Meßkondensatoren. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 69—92, 1926, Nr. 2. Die Messung hoher Wechselspannungen erfolgt in neuerer Zeit nicht allein mit Spannungswandlern, sondern auch über Meßkondensatoren. In der ursprünglichen Ausführung wurden elektrostatische Voltmeter in Verbindung mit einer Kondensatordurchführung als Spannungsteiler benutzt. Es haben sich dabei Schwierigkeiten ergeben, weil die Kapazität des Verbindungskabels zwischen Durchführung und Instrument die Messung stark beeinträchtigt und weil elektrostatische Instrumente mechanisch zu empfinden sind. Man ist deshalb dazu übergegangen, an Stelle der Spannungsmessung eine Strommessung auszuführen, zweckmäßig über einen Transformator, der den geringen Ladestrom von wenigen Milliampere auf eine der Messung bequemer zugängliche Größe von etwa 100 bis 200 mA bringt. Im Gegensatz zu der erstgenannten Schaltung wird die Messung der Spannung mit Hilfe des Ladestromes in hohem Maße durch die Wellenform der Spannung beeinträchtigt. Einige Beispiele aus Hochspannungsnetzen zeigen, daß die Spannungswelle stark ausgeprägte Harmonische fünfter, siebenter und höherer Ordnung aufweist und daß demzufolge beträchtliche Fehler zu erwarten sind. Bei der üblichen Schaltung, wo die Meßeinrichtung parallel zum letzten Beleg einer Kondensatordurchführung angeschlossen wird, treten infolge des Zusammenwirkens der Parallelkapazität und der Induktivität des Transformators Resonanzerscheinungen auf, die das Verhalten der Meßeinrichtungen gegen Oberwellen in typischer Weise beeinflussen. Es wird gezeigt, daß es eine günstige Abstimmung gibt, bei der etwa für die zweite Harmonische Resonanz besteht zwischen der Parallelkapazität und der Induktivität des Wandlers. Es wird dann die Wirkung der Oberwellen stark unterdrückt, wobei aber doch noch die Meßeinrichtung genügend Leistung zur Speisung der anzuschließenden Instrumente abzugeben vermag. Die Wirkung der Änderung der Parallelkapazität wird an Hand einiger Oszillogramme gezeigt, die im Laboratorium mit Hilfe einer Kurvenmischmaschine aufgenommen worden sind. — Die weiteren Ausführungen schildern die praktische Durchführung der *C*-Messung, auch die Fehlergrößen, der Einfluß der Temperatur und der Feuchtigkeit werden erörtert. Ursprünglich wurde die *C*-Messung nur zur Erdschluß-

kontrolle benutzt, neuerdings werden vollständige Synchronisierschaltungen mit Doppelspannungsmessern, Frequenzmessern und Nullspannungsmessern zusammengebaut. Es liegen bereits so viel Erfahrungen vor, daß dafür Normal-schaltbilder herausgegeben worden sind. — Die letzte Anwendung der *C*-Messung ist die Einführung der Wirk- und Blindleistungsmessung. Die Verhältnisse liegen dabei noch etwas schwieriger, weil auf die Phasenlage des Instrumentstromes gegenüber der Spannung Rücksicht zu nehmen ist. Es ist vorläufig hier noch mit einer geringeren Genauigkeit zu rechnen, die indes für die Zwecke der Lastverteilung ausreichend ist. Auch zum Anschluß von Erdschlußrelais ist die *C*-Messung bereits durchgebildet worden. An Hand der bisher gesammelten Betriebserfahrungen läßt sich sagen, daß bei günstigen räumlichen Verhältnissen die *C*-Messung für die betriebsmäßige Spannungsmessung in Höchstspannungsnetzen vollständig ausreicht. Für Anlagen unter 110 kV ist sie weniger zu empfehlen, weil der Ladestrom zu klein wird. Das gleiche gilt für Anlagen mit niedriger Frequenz. Die Ersparnisse bei Verwendung von Meßkondensatoren sind gegenüber der Verwendung von Spannungswandlern ganz bedeutend. Der Mehrpreis durch die Einführung von Spannungs- und Leistungsmessung ist nur in der Größenordnung weniger Prozent der Anlagekosten, und es ist dabei doch die Spannungssicherheit der Anlage nicht im geringsten Maße beeinträchtigt. *Scheel*.

Adolf Fürth. Über eine neue Meßmethode in der Wechselstrom-elektrolyse. *ZS. f. Elektrochem.* **32**, 467—470, 1926, Nr. 10. Die bisherigen Untersuchungen auf dem Gebiet der Wechselstromelektrolyse beschränkten sich in der Regel darauf, die Effektivwirkung des Wechselstromes zu finden, während die Momentanwirkungen meist unberücksichtigt blieben. Solche sind gewiß immer vorhanden, wenn Wechselstrom durch einen Elektrolyten fließt, auch dann, wenn Effektivwirkungen nicht beobachtbar sind. Für die Untersuchung der Momentanwirkungen, auf deren Bedeutung Verf. besonders hinweist (vgl. auch S. Bodforss und A. Arstal, *ZS. f. Elektrochem.* **31**, 1, 1925), kommt eine chemisch-analytische Methode bei der Geringfügigkeit des chemischen Umsatzes, die der Strom innerhalb eines Bruchteils einer einzelnen Periode hervor-rufen kann, und bei der Kürze der zugeordneten Zeit nicht in Betracht, während unter Umständen die Aufnahme von Stromspannungskurven innerhalb der einzelnen Wechselstromperioden möglich ist. Die von D. Reichinstein (*ZS. f. Elektrochem.* **15**, 913, 1909; **16**, 916, 1910; **17**, 699, 1911) benutzte oszillographische Methode zur Aufnahme solcher Kurven hatte gewisse Nachteile, da die Meßschleife des von ihm verwendeten Oszillographen nur einen geringen Widerstand besaß und demgemäß zu der untersuchten Zelle einen unvermeidlichen Nebenschluß bildete, der das Bild verzerrte. Verf. verwendet zur Aufnahme der Stromspannungskurven die Joubertsche Scheibe in Verbindung mit einem Dolezalekschen Binantenelektrometer in Nadelschaltung. Wie bei Gleichstromversuchen erfolgten die Potentialmessungen gegen eine außerhalb des Stromkreises liegende Elektrode bekannten Potentials. Die Messung der Momentanstromstärke erfolgte auf gleiche Weise wie die des Momentanpotentials, indem die Stromstärke durch Bestimmung des Spannungsabfalls an einem bekannten, im Zellenkreis liegenden Widerstand gemessen wurde. Als Stromquelle diente ein zweipoliger Wechselstromgenerator von 25 Watt und 1800 Touren, welcher zusammen mit einem Gleichstromnebenschlußmotor für 110 Volt einen Motor-generator bildete. Effektivstromstärke und Frequenz wurden während jedes Versuchs konstant gehalten. Trägt man die Momentanwerte des Stromes als Abszissen, die zugehörigen Momentanwerte des Potentials als Ordinaten in ein Koordinatensystem ein, so ergeben sich geschlossene Kurven von ellipsenähnlicher

Form, deren Achsen gegen die Koordinatenachsen mehr oder weniger geneigt sind. Trägt man die Winkelstellungen der Joubertschen Scheibe als Abszissen, die Momentanwerte von Strom und Potential als Ordinaten auf, so zeigen die gegeneinander verschobenen Kurven, daß entsprechend dem vorwiegend kapazitiven Widerstand der Zelle der Strom dem Potential vorausseilt. Die vom Verf. untersuchten Zellen (Silbernitratlösung mit Silberelektroden) und die Elektrodenformen werden ausführlich beschrieben, und es werden einige an diesen Zellen aufgenommene Kurven wiedergegeben. *Geyger.*

A. Geldermann. Die Kontrolle der Isolationsströme in elektrischen Anlagen. Elektrot. ZS. 47, 1388—1389, 1926, Nr. 47. In neuerer Zeit ist vielfach der Gedanke aufgeworfen worden, durch ständig in die Installation eingefügte selbsttätige Installationsprüfer den Isolationszustand der elektrischen Anlagen zu überwachen und letztere nötigenfalls sogar selbsttätig vom Netze abzuschalten. Die bisher darüber erschienenen Veröffentlichungen lassen jedoch noch nicht erkennen, bis zu welchem Grade der praktischen Verwendbarkeit jene Vorschläge gediehen sind, und ob derartige zweckmäßig konstruierte, preiswerte Apparate ihren Eingang in die Praxis finden werden. Verf. weist auf eine diesbezügliche, von ihm ausgebildete Vorrichtung einfacher Konstruktion (vgl. D. R.-P. 364341) hin, welche die die Betriebssicherheit herabsetzende mangelhafte Isolation der Anlage erkennen läßt. Der Grundgedanke ist, daß unter dem Einfluß der Nutzströme stehende Organe bei normalen Stromverhältnissen sich gegenseitig in ihren Wirkungen aufheben können. Bei Störung dieser Verhältnisse dagegen — wie sie bei ungewünschter Stromentnahme über Erde auftritt — sollen jene Organe durch Differentialwirkung die Feststellung des Vorkommnisses nach Zahl und Dauer übernehmen. Der Strom, der in dem Apparat zur Geltung kommt, ist lediglich der Isolationsstrom, d. h. sofern gleichzeitig Strom für normalen Verbrauch entnommen wird, die Differenz zwischen dem gesamten durch den Zähler gehenden Strom und dem letzteren. Für die Vorrichtung kann prinzipiell die elektromagnetische, elektrodynamische, induktive oder thermische Wirkung von elektrischen Leitern oder Spulen nutzbar gemacht werden. Bei Anwendung des elektromagnetischen oder elektrodynamischen Prinzips kann die Vorrichtung in der Weise verwirklicht werden, daß elektrisch voneinander getrennte Spulen so geschaltet und angeordnet werden, daß bei normalem Stromdurchgang sich die durch die magnetischen Kraftflüsse in jeder einzelnen Spule erzeugten Wirkungen gegenseitig aufheben, daß dagegen dann, wenn nicht mehr die gleiche Stromintensität in jedem Leiter herrscht, dieser Gleichgewichtszustand aufgehoben wird und einer der magnetischen Kraftflüsse überwiegt, wodurch eine mechanische Kraft ausgelöst wird, welche die Registrierung übernimmt. Die Vorrichtung kann unter anderem mit einem Uhrwerk verbunden werden, das normal gesperrt ist und während der Dauer der fehlerhaften Energieentnahme in Form von Erdströmen abläuft. Das elektromagnetische Prinzip eignet sich aus konstruktiven Gründen am besten zur praktischen Ausführung einer solchen Vorrichtung. Die Ausführungsform eines solchen Kontrollapparats wird an Hand mehrerer Abbildungen beschrieben, und es wird die praktische Anwendbarkeit solcher Apparate dargetan. *Geyger.*

Paul May, sen. Der Wechselstromzähler W 8 der Siemens-Schuckertwerke. Elektrot. ZS. 47, 1389—1391, 1926, Nr. 47. Verf. zeigt den Unterschied zwischen den Zählern älterer Ausführung und den heutigen Zählern. Der neueste Zähler der Siemens-Schuckertwerke, Type W 8, wird ausführlich beschrieben. Er hat unveränderliche Abgleichung, ist wesentlich kleiner als seine Vorgänger

und wiegt nur 1,2 kg. Der Eigenverbrauch der Spannungsspule, welche lagenweise gewickelt ist und zur Vermeidung von Feuchtigkeitseinflüssen eine luftdichte Umhüllung besitzt, beträgt etwa 0,5 Watt. Die Phasenabgleichung wird schon während der Fabrikation durch sorgfältige Montage fast völlig erreicht und kann durch nachträgliches Abwickeln von Kurzschlußdrahtträngen des Stromeisens genau eingestellt werden. Es wird auf die äußerst günstige Lastkurve des beschriebenen Zählers hingewiesen. Der Fehler zwischen $\frac{1}{10}$ Last und Vollast beträgt weniger als $\pm 0,5$ Proz., zwischen $\frac{1}{10}$ und 200 Proz. der Nennlast nur $\pm 1,5$ bis ± 2 Proz. Geyger.

Ludwig Müller. Beiträge zur Untersuchung der Verstärkertransformatoren. Arch. f. Elektrot. 16, 219—250, 1926, Nr. 3. Untersucht werden die Transformatoren im Leerlauf. Kurzschlußversuch dient nur zur Ermittlung einiger Konstanten. In der Gleichung für den Eingangswiderstand werden neben dem Streukoeffizienten die Eisenverluste (Holm) berücksichtigt. Es ergeben sich bei Leerlauf zwei Resonanzen: eine „erste“, die der geläufigen entspricht, und eine zweite oder Streuresonanz, deren Frequenzunterschied von der ersten durch die Streuung festgelegt ist. Das Übersetzungsverhältnis erhöht sich nur bei zweiter Resonanz und strebt mit abnehmenden Verlusten dem Werte Unendlich zu. Für Transformatoren mit eisengeschlossenem Kerne wird die Wirkung einer dicken kurzgeschlossenen Wicklung betrachtet: Verflachung der Resonanzkurve, Verschiebung der Resonanz nach höheren Frequenzen. Eine kürzere Betrachtung wird fehlerhaften Transformatoren gewidmet. Banst.

Clifton G. Found and Neil B. Reynolds. Direct reading ionization gauge. Journ. Opt. Soc. Amer. 13, 217—222, 1926, Nr. 2. Der von den Verff. beschriebene Apparat ist eine Verbesserung einer von Dushman angegebenen Dreielektrodenröhre zur Messung geringer Gasdrücke mit Hilfe von Ionisation. Als Röhre wurde eine kleine Radioempfangsröhre benutzt; das Gitter wurde als Beschleunigungselektrode mit einer beschleunigenden Spannung von 125 Volt, die Platte als Kollektor mit einer Spannung, die etwa 22 Volt negativ gegen das negative Ende des Fadens war, benutzt. Der Ionisierungsstrom zwischen Gitter und Platte ist dann dem Gasdruck proportional. Er wird durch Elektronenröhren verstärkt und einem Milliampereometer zugeführt, das sich also unmittelbar auf Gasdruck eichen läßt. In einem von den Verff. gegebenen Beispiel betrug die Stromstärke 1,4 mA pro bar (Dyn/cm²). Wie die Eichung von der Gasart abhängt, ist nicht angegeben. Güntherschulze.

F. Fried. Messungen der EMK galvanischer Elemente vom Typus Me/MeO/NaOH/H₂(Pt) und ihre Verwertung zur Prüfung des Nernst'schen Wärmesatzes. ZS. f. phys. Chem. 123, 406—428, 1926, Nr. 5/6. [S. 253.] Handel.

A. Schwaiger. Graphische Erweiterung des bekannten Bereichs von Eichwerten für Meßkugelfunkenstrecken. Elektrot. ZS. 47, 1147, 1926, Nr. 39.

W. Reiche. Erwiderung. Elektrot. ZS. 47, 1147—1148, 1926, Nr. 39. Schwaiger wendet sich gegen die Angabe Reiches, daß die Durchschlagsspannung U_d als Funktion des Elektrodenabstandes für ein konstantes Verhältnis der Schlagweite a zum Durchmesser d einer Kugelfunkenstrecke im doppeltlogarithmischen System annähernd eine Gerade sei und weist darauf hin, daß dieses nur für die Elektrodenanordnungen gilt, bei denen der Durchschlag längs einer geraden Kraftlinie erfolgt. Mathematisch genau wäre die Kurve nur dann eine Gerade,

und zwar eine unter 45° geneigte, wenn die Durchschlagsfestigkeit der Luft eine Konstante wäre. Da dieses aber nicht zutrifft, sei die Funktion eine flachgekrümmte Kurve, deren Asymptote die genannte Gerade sei. — Reiche erwidert, daß seine Untersuchungen das Ziel gehabt hätten, das experimentell in der Literatur vorliegende Material durch Einordnung in ein doppeltlogarithmisches Koordinatensystem zu sichten. Dabei habe sich ein Kurvenverlauf ergeben, der für kleinere Kugelpaare (etwa bis 25 cm Durchmesser) eine der Inkonstanz der Luftfestigkeit zuzuschreibende geringe Krümmung zeige, die für größere Kugeln bis etwa 2 m Durchmesser so flach werde, daß sie praktisch mit der Tangente zusammenfalle. Bei Kugeln von 1 m Durchmesser habe diese bereits eine Neigung von 43 bis 44° , so daß zu erwarten sei, daß sie bei noch größeren Kugeln die theoretisch zu erwartenden 45° erreichen werde.

Güntherschulze.

Hans T. Stern. An improved salt bridge. Journ. phys. chem. 29, 1583—1584, 1925, Nr. 12. Beschreibung einer Abänderung der von E. Müller (Elektrochemisches Praktikum, 4. Aufl., 1924) angegebenen Vorrichtung zur Verbindung von zwei Halbelementen mittels eines Elektrolyten behufs Messung der EMK, die sich ohne die beigegebene Abbildung schwer wiedergeben läßt.

Böttger.

A. Frumkin und A. Donde. Über Quecksilbertropfelektroden. ZS. f. phys. Chem. 123, 339—343, 1926, Nr. 5/6. Während die Helmholtz-Paschensche Anordnung einer Quecksilbertropfelektrode bloß die Adsorptionspotentialdifferenzen an der Trennungsfläche Quecksilber/Lösung mißt, gestattet die einer Wassertropfelektrode analoge Kenricksche Anordnung der Quecksilbertropfelektrode die Potentialdifferenzen zwischen Luft/Lösung zu messen. Man erhält bei nicht stark flüchtigen gelösten Stoffen mit den nach der Kenrickschen Methode gefundenen gut übereinstimmende Werte.

St. Handel.

J. A. V. Butler. On the Relation between Metal Contact Potentials and the Peltier Effect. Phil. Mag. (6) 48, 746—752, 1924, Nr. 286. Für die thermoelektrische Kraft e in einem geschlossenen Kreise aus zwei Leitern (a und b) und zwei Verbindungsstellen (1 und 2) bestehen die thermodynamischen Gleichungen:

$$e = E_1 - E_2 + \int_{T_1}^{T_2} (\varrho_a - \varrho_b) dT,$$

$$e = q_1 - q_2 + \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_a - \sigma_b) dT,$$

worin E die Potentialdifferenzen und q die reversiblen Wärmeeffekte (Peltierkoeffizienten) an den Verbindungsstellen, ϱ die Potentialdifferenzen und σ die reversiblen Wärmeeffekte (Thomsonkoeffizienten) im homogenen Leiter je Einheit der Temperaturdifferenz bedeuten. Die beiden Summen sind also gleich; es ist aber nicht erlaubt (wie es häufig geschieht), die beiden Summanden einzeln einander gleich zu setzen. Zur vollständigen Aufdeckung des Zusammenhangs zwischen Kontaktpotential und Peltiereffekt reicht überhaupt die Thermodynamik nicht aus. Wohl aber lassen sich aus der statistischen Theorie der Metalle Beziehungen herleiten zwischen der Arbeit beim Übergang eines Elektrons von einem Metall zum anderen und dem entsprechenden Kontaktpotential. Daraus ergeben sich dann Gleichungen für den Peltiereffekt an der Verbindungsstelle zweier Metalle und dem thermoelektrischen Effekt in einem Kreise aus zwei

Metallen mit verschiedener Temperatur der Verbindungsstellen. Unter gewissen Annahmen führen die Gleichungen zu dem Schluß, daß die Thomsonpotentialdifferenz in allen Leitern für das gleiche Temperaturgefälle gleich groß sein muß.

Hoffmann.

Alan Newton Campbell. The anodic behaviour of ferromanganese. Trans. Faraday Soc. **22**, 226—232, 1926, Nr. 68. Das anodische Verhalten des Ferromangans in verschiedenen Lösungen [MnSO_4 , $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$, MnCl_2 , FeSO_4 , FeCl_2 , KOH] und unter verschiedenen Bedingungen (Temperatur, Azidität usw.) wird untersucht. Mit Rücksicht auf die chemische Widerstandsfähigkeit der Ferromangane wird eine hohe elektrochemische Passivität erwartet. Wie die anodischen Stromspannungskurven zeigen, ist die Passivität in einigen der genannten Lösungen auch wirklich vorhanden. Die bekannten, die Passivität mindernden Mittel (H-Ion, höhere Temperatur usw.) wirken auch hier in diesem Sinne und heben die Passivität in einigen Fällen vollkommen auf, woraus geschlossen wird, daß die beobachtete chemische Passivität der Ferromangane keine besonders tief sitzende Eigenschaft sein kann. Ferromangane sind also als unangreifbare Anoden nicht brauchbar. Schließlich wird auch noch festgestellt, daß im Gegensatz zu reinem Mn Ferromangane in heißer Kalilauge anodisch kein Manganat bilden.

Dadiou.

Allen Garrison. The behavior of silver iodide in the photovoltaic cell. II. A new type of silver iodide photo-voltaic cell. Journ. phys. chem. **29**, 58—67, 1925, Nr. 1. Die lichtempfindliche Elektrode war eine 9 cm lange und 2 cm breite Goldplatte, über die eine dünne Schicht von geschmolzenem Silberjodid gegossen war. Das Gold diente lediglich als Unterlage für das Silberjodid; statt seiner konnte auch Platin oder Palladium, aber nicht Silber verwendet werden; auf letzteres reagiert geschmolzenes Silberjodid anscheinend und bildet keine dünne durchsichtige Schicht auf ihm. Die Rückseite der Platte war mit Paraffin überzogen. Die Silberjodidschicht war grüngelb und ein guter Elektrizitätsleiter. Als Elektrolyte dienten Lösungen von KJ , AgNO_3 oder NH_4NO_3 . Das Photopotential des Systems $\text{Au}-\text{Ag}-\text{Halogenid}$ war stets positiv, und das Photopotential änderte sich nur langsam, bei wenig intensiver Belichtung erreichte es seinen Maximalwert erst in einigen Stunden. Auch die Rückkehr des Potentials zu seinem ursprünglichen Wert beim Aufhören der Belichtung erfolgte sehr langsam. Die Natur des Elektrolyten übt nur geringen Einfluß auf den Wert des Photopotentials aus. Bei niedrigen Intensitäten wächst der Höchstwert des Photopotentials nahezu linear mit der Intensität, bei höheren Intensitäten wird der Höchstwert nahezu konstant und von der Lichtintensität unabhängig. Die Wachstumsgeschwindigkeit des Photopotentials ist beim Beginn der Belichtung nahezu konstant und der Lichtstärke proportional, wird dann aber kleiner und nähert sich dem Wert Null, wenn das Potential seinen Höchstwert nahezu erreicht hat. Die Untersuchung der Wirkung des verschiedenfarbigen Lichtes in Banden verschiedener Breite ergab, daß weißes Licht im ungeteilten Zustand die stärkste Wirkung ausübt, und daß diese in dem Maße abnimmt, als das Licht bei gleichbleibender Gesamtstärke mehr und mehr monochromatisch gemacht wird. Dies gilt für jeden Teil des sichtbaren Spektrums. Eine neu hergestellte Elektrode ist gegen rotes Licht wenig empfindlich, sie wird aber durch Belichtung mit blauem Lichte für Rot und Grün sensibilisiert. Wegen der am Schluß gegebenen theoretischen Erörterungen wird auf die Abhandlung verwiesen.

Böttger.

P. L. Hoover. Abridgment of the Mechanism of Breakdown of Dielectrics. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **45**, 824—831, 1926, Nr. 9. Verf.

hält die vorhandenen Theorien der dielektrischen Festigkeit für ungenügend und versucht, an ihre Stelle eine Arbeitshypothese zu setzen, die den experimentellen Tatsachen besser gerecht wird. Er zeigt, daß die logarithmische Formel bei Hochspannungskabeln, die mit hoher Spannung belastet sind, zu falschen Werten führt. Der Gradient in einem solchen Kabel muß aus der Charakteristik des Dielektrikums abgeleitet werden, sobald der Gradient an irgend einer Stelle die Festigkeitsgrenze überschreitet. Wird ein Isolationsmaterial oberhalb seiner dielektrischen Elastizitätsgrenze verwandt, so wird die Stromdichte im Dielektrikum der entscheidende Faktor. Da stets ein Leitungsstrom fließt, müssen freie Ionen vorhanden sein. Es wird angenommen, daß diese aus den Molekülen des Dielektrikums stammen und sich ein kinetischer Gleichgewichtszustand zwischen ihnen und den Molekülen herausbildet. Jede Änderung des äußeren oder inneren Zustandes des Dielektrikums ändert dieses Gleichgewicht und damit das dielektrische Verhältnis des Isolators, beispielsweise thermische Wirkungen oder Koronabildung. Durchschlag erfolgt, wenn die Gleichgewichtsbedingungen so weit gestört werden, daß das Dielektrikum als Ganzes instabil wird. Die Korona in Gasen, Ölen und festen Körpern besteht aus sehr kleinen Entladungen, die durch schnelle Änderungen der Gleichgewichtsbedingungen bei Überlastung des Dielektrikums hervorgerufen werden. In festen Körpern, in denen die Ionenbeweglichkeit klein und die Ionenreibung groß ist, wird jedoch im allgemeinen kein Koronaeffekt beobachtet, weil sich das Gleichgewicht nicht schnell einstellen kann. Ist das Isoliermaterial nicht homogen, so kommt es wahrscheinlich zu inneren Entladungen und zur Korona, wenn das schwächere Dielektrikum überlastet wird. Da die Moleküle sich dann nicht genügend schnell den neuen Bedingungen anpassen können, kommt es zu hohen lokalen Beanspruchungen, die das Material mechanisch verschlechtern. Durchschlag erfolgt also, wenn die Isolation durch Störung der Gleichgewichtsbedingungen instabil gemacht wird, einerlei, ob durch mechanische, elektrische oder thermische Beanspruchung.

Güntherschulze.

Hans Schiller. Untersuchungen über die Elektrizitätsleitung in festen Dielektriken bei hohen Feldstärken. Ann. d. Phys. (4) **81**, 32–90, 1926, Nr. 17. Untersucht wurden: Gewöhnliche Mikroskopdeckgläser, die optischen Gläser 16888 und 18859 von Schott & Gen., reiner Kaliglimmer, gewöhnlicher Maschinenglimmer, afrikanischer Glimmer, Gipskristalle. Anordnung: Planparallele Platten mit kreisförmigen Elektroden belegt, von denen die eine mit Schutzring umgeben war. Elektrodenmaterial Stanniol, Silber, Kohle. Stanniol angepreßt oder mit Gummi angeklebt. Silber chemisch niedergeschlagen. Kohle durch Beschlagen mit Kerzenruß und Fixierung des Rußes mit Kollodium, das verkohlt wurde. Hochgespannter Gleichstrom. Ergebnisse: Bei hohen Feldstärken nahm die Leitfähigkeit der untersuchten Stoffe mit der Spannung erheblich zu. Es gilt die Beziehung von H. H. Poole, $A = A_0 \varepsilon^{\beta X}$. A Leitfähigkeit, X Feldstärke, A_0 Konstante, die von der Materialdicke unabhängig ist. Die Konstante β nimmt bei Glas mit steigender Dicke ab. Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit folgt bei hohen Feldstärken dem gleichen Gesetz wie bei niederen. Durch Raumladungen an den Elektroden entstanden bei den Versuchen elektromotorische Gegenkräfte von einigen tausend Volt. Die Leitfähigkeit von Glimmer läßt sich durch radioaktive Bestrahlung beeinflussen. Ein α -Strahl von RaC erzeugt in einem Felde von 1,5 bis 1,7 $\cdot 10^6$ Volt/cm bei völliger Ausnutzung 16 bis 80 Ionenpaare. Für die Erklärung der Erscheinungen befürwortet der Verf. eine Nachprüfung des Faradayschen Gesetzes bei hohen Feldstärken. Zum Schluß wird der Einfluß der Raumladung und Feldstärke an den Elektroden auf die dielektrischen Anomalien und die dielektrische Festig-

keit erörtert. Diese Erscheinung dürfte beim Durchschlag fester Isolierstoffe eine wichtige, bisher wohl nicht genügend beachtete Rolle spielen. *Güntherschulze.*

H. Hellmann und H. Zahn. Über die Dielektrizitätskonstante verdünnter wässriger Elektrolytlösungen. *Phys. ZS.* **27**, 636—640, 1926, Nr. 19/20. In früheren Arbeiten (s. z. B. *Ann. d. Phys.* **80**, 191, 1926; diese *Ber.* **7**, 944, 1502, 1926) hatten die Verff. eine neue Methode zur Messung der Dielektrizitätskonstanten (DK) verdünnter Lösungen angegeben. Messungen nach dieser Methode ergaben nun eine erhebliche Diskrepanz mit den Ergebnissen anderer Forscher. „Die tatsächlich vorkommenden Erniedrigungen der DK im Gebiet verdünnter Lösungen müssen sehr viel niedriger sein, als sie in den letzten neueren Arbeiten angegeben werden.“ Besonders auffallend sind die Fürthschen Werte und die Ergebnisse von Walden, Ulich und Werner von denen der Autoren verschieden. Zum Vergleich wird der aus der Hückelschen Gleichung $\epsilon = \epsilon_0 - 2\bar{\delta}\gamma$ folgende Faktor $\bar{\delta} = -\Delta\epsilon/2\gamma$ herangezogen, wo γ die Konzentration in Mol pro Liter bedeutet. Zur Aufklärung haben die Verff. schließlich die Versuche von Walden, Ulich und Werner möglichst genau wiederholt und festgestellt, daß durch den Kopplungsgrad zwischen Erreger- und Resonanzkreis ganz falsche DK-Werte vorgetäuscht werden können, daß sich aber bei richtiger Bemessung der Kopplung auch sehr niedrige $\bar{\delta}$ -Werte ergeben; jedoch ist die Genauigkeit sehr gering. Über die Zunahme der DK bei höheren Konzentrationen folgt eine zweite Mitteilung. *R. Jaeger.*

Albrecht Dieterich. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von Quarz, Flußspat und Gips. *Ann. d. Phys.* (4) **81**, 523—536, 1926, Nr. 21. Nach einer Zusammenstellung der wichtigsten bisher untersuchten dielektrischen Temperaturkoeffizienten fester Körper erläutert Verf. seine Meßanordnung, die der Überlagerungsmethode von Herweg entspricht. Die besonderen Vorsichtsmaßregeln zur Erzielung konstanter Meßbedingungen werden eingehend erörtert. Mit einer Genauigkeit von etwa 2 Proz. wurden zwischen 10 und 50° C folgende Temperaturkoeffizienten der Dielektrizitätskonstanten ϵ , definiert durch $\frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta\epsilon}{\Delta\theta}$, ermittelt:

Material	Temperaturkoeffizient von ϵ	Frequenz n
Reiner Flußspat	2,05 · 10 ⁻⁴ (Bei geringerer Reinheit ist der Temperaturkoeffizient etwas kleiner)	6,4 · 10 ⁵
Gips (Girgenti)	3,75 · 10 ⁻⁴	7,1 · 10 ⁵
Glas (photogr. Platte)	2,97 · 10 ⁻⁴ (Bei einer thermischen Korrektur von 0,08 · 10 ⁻⁴ . Die Zahl in der Arbeit ist verdruckt!)	4 · 10 ⁵
Schottisches Minoglas	1,37 · 10 ⁻⁴	4—10 · 10 ⁵

Quarz war nicht mehr genau meßbar, was mit den Ergebnissen von Hasenöhl in Widerspruch steht, der bei der Frequenz $n = 60 - 1 \cdot 10^{-3}$ findet. Da eine Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten von der Ladungsdauer angenommen wird, können vielleicht die Unterschiede der Werte des Autors gegen andere dadurch erklärt werden. *R. Jaeger.*

J. Errera. La polarisation d'un milieu et sa structure moléculaire, Cas du benzène et du cyclohexane. Bull. de Belg. (5) 12, 327—339, 1926, Nr. 4/5. In dem ersten Teil der Arbeit wird im Anschluß an frühere Betrachtungen (Bull. de Belg. 1925, S. 150, Mai; Journ. de phys. 6, 390, 1925) die Zerlegung der gesamten molaren Polarisation eines Mediums (P) in ihre verschiedenen Komponenten betrachtet, die von den Elektronen (P_E), von den Atomen, Ionen oder Radikalen (P_A), von den Molekeln (P_P) und schließlich von den Teilchen kolloidaler Art (P_C) herrühren. In erster Annäherung ist $P = P_E + P_A + P_P + P_C$. Die Abhängigkeit der Komponenten vom Aggregatzustand und der Behandlung des Mediums (Frequenz, Temperatur usw.) wird eingehender erörtert. P ergibt sich aus $P = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{d}$ (M = Molekulargewicht). P_E ist gleich der molaren Refraktion. P_A läßt sich von P_P durch Wahl der Frequenz und Temperatur trennen. Die Messung der Dielektrizitätskonstanten ε geschah bei der Frequenz $n = 900$. Es ergab sich:

Zustand	Benzol				Zustand	Cyclohexan			
	t °C	ε	$\frac{1}{d}$	$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{d}$		t °C	ε	$\frac{1}{d}$	$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{d}$
Flüssig .	5,5	2,311	1,1185	26,54	Flüssig .	37	1,99	0,763	
Fest . .	5	2,576	0,996	26,77		30	0,2	0,769 ₆	
	5	2,595	0,984	26,65		22	2,012	0,776 ₅	
	5	2,599	0,984	26,70		17	2,027	0,781	
						9,5	2,039	0,787 ₅	
						6,5	2,06	0,791	27,76
					Fest . .	6	2,135	0,82	27,84

Aus diesen Zahlen wird gefolgert, daß Benzol bei dem Verflüssigungspunkt keine permanenten Dipole besitzt. Es ist $P_A = P - P_E = 26,54 - 25,06 = 1,48$. Auch Cyclohexan hat keine permanenten Dipole. ε vergrößert sich bei dem Übergang in den festen Zustand, aber weniger als bei Benzol. P_A ist 27,76 — 27,02 = 0,74. R. Jaeger.

W. Dällenbach. Die ponderomotorischen Kräfte auf ein Dielektrikum. Phys. ZS. 27, 632—635, 1926, Nr. 19/20. Gegen den klassischen Ausdruck für die Kraftdichte auf ein ruhendes Dielektrikum werden folgende Bedenken geltend gemacht: 1. Er enthält Terme, die bis heute eine anschauliche Interpretation nicht zulassen. 2. Ein homogener dielektrischer Körper mit unveränderlicher Dielektrizitätskonstante erfährt nach dem klassischen Ausdruck auch in einem inhomogenen Felde nur Kräfte in seiner Oberfläche. 3. Ändert sich die Dielektrizitätskonstante mit dem Felde (analog dem Ferromagnetismus), so treten in der Kraftdichte Terme auf, die wie die Energiedichte Integrale über eine Folge möglicher Zustände enthalten (Cohn). 4. Hängt die Dielektrizitätskonstante vom elastischen Verzerrungszustand ab, so gehen Differentialquotienten der Dielektrizitätskonstanten nach den Verzerrungskomponenten in den Ausdruck für die Kraftdichte ein (Elektrostriktionskräfte). Zu 3. und 4. wird bemerkt, daß die Kraftdichte nur von der wirklich vorhandenen Feldverteilung und der Konfiguration der Ladungen und Mikroladungen abhängen kann. Integrale über eine Folge möglicher Zustände oder Differentialquotienten der Dielektrizitätskonstanten nach den Verzerrungskomponenten dürfen in ihr nicht vorkommen. Es wird ferner gezeigt, daß bei der Ableitung der klassischen Kraftdichte ein Fehler unterläuft. Dort

wird nämlich die bei einer unendlich kleinen Verrückung des Dielektrikums von der Kraftdichte geleistete Arbeit gleich der Variation der elektrostatischen Feldenergie gesetzt. Das ist nicht richtig, denn es wird dabei angenommen, daß die sogenannte Materialgleichung — der Zusammenhang zwischen dielektrischer Verschiebung und Feldstärke — bei der Verrückung intakt bleibe. Das bedingt, daß während der Verrückung der Polarisationszustand eines Substanzteilchens sich entsprechend der Feldänderung einstelle. Zu der Arbeit der eigentlichen Kraftdichte tritt daher noch die Arbeit an den die Polarisation ermöglichenden inneren Freiheitsgraden. Erst beide zusammen dürfen der Variation der Feldenergie gleichgesetzt werden. Die klassische „Kraftdichte“, mit den bei einer wirklichen Verrückung und elastischen Verzerrung des Dielektrikums auftretenden Verschiebungskomponenten multipliziert, ergibt allerdings die richtige Variation der Feldenergie, die wirklichen, am Dielektrikum angreifenden Kräfte, denen durch elastische Spannungen und äußere Kräfte Gleichgewicht gehalten werden kann, stellt sie nicht dar. — Eine anschauliche und dieser Kritik Rechnung tragende Ableitung liefert eine Kraftdichte, der die eingangs geltend gemachten Bedenken nicht mehr anhaften. Sie berechnet sich in ihrem vom molekularen Aufbau des Dielektrikums unabhängigen Anteil aus dem räumlichen Gradienten des Lorentzschen Feldes (Feldstärke plus $4\pi/3$ der Polarisation) und stimmt überein mit einem von Lorentz in der Elektronentheorie auf anderem Wege gewonnenen Ausdruck. Der zugehörige Spannungstensor und das Drehmoment auf die Volumeneinheit werden ebenfalls angegeben. Die an einem im leeren Raume befindlichen dielektrischen Körper angreifende Gesamtkraft bleibt gegenüber dem klassischen Ausdruck unverändert. Was sich allein ändert, ist die Spannungsverteilung in seinem Innern.

W. Dällenbach.

Georg Masing. Thermokraft von metallischen Aggregaten. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 175—182, 1926, Nr. 2. Es wird eine elementare Ableitung für die Thermokraft binärer metallischer Gemenge gegeben. In die Thermokraft geht die elektrische Leitfähigkeit und das Wärmeleitvermögen der Komponenten ein. Die Thermokraft eines Gemenges liegt immer zwischen den Thermokräften der Komponenten.

Scheel.

S. Morugina. Die thermoelektrische Kraft der thermoelektrischen Paare W—Ta und W—Mo bei höchsten Temperaturen. ZS. f. techn. Phys. 7, 486—489, 1926, Nr. 10. Es werden die thermoelektrischen Kräfte der Elemente W—Ta und W—Mo bis zu 2500° bestimmt. Da optische Pyrometer fehlen, wird in hohen Temperaturen die Skale von Langmuir zugrunde gelegt. Eine Nachprüfung der Ergebnisse ist wünschenswert.

H. Ebert.

Georg Masing und Carl Haase. Über die elektrische Leitfähigkeit des technischen Aluminiums. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 183—192, 1926, Nr. 2. Im Anschluß an die frühere Arbeit von G. Masing und G. Hohorst wurde die Beeinflussung der Leitfähigkeit des technischen Aluminiums durch verschiedene technische Faktoren untersucht. Die Ausscheidung der Verunreinigungen aus der festen Lösung im Aluminium und die Erhöhung der Leitfähigkeit bei der Erhitzung auf mittlere Temperaturen (300°) wird durch vorangegangene Kaltreckung beschleunigt und durch eine vorangegangene Erhitzung auf höhere Temperaturen gehemmt. Sie wird ferner durch Zusatz von Eisen beschleunigt und durch Zusatz von Silicium gehemmt. Beim Warmwalzen werden auch unter erhöhten Vorsichtsmaßnahmen sehr schwankende Werte der Leitfähigkeit erreicht. Die Erhitzung auf 300 bis 350° führt sowohl nach dem Kalt- als auch nach dem

Warmwalzen und Ziehen zur Erreichung der optimalen Leitfähigkeit. Dieselbe optimale Leitfähigkeit kann auch durch lange Erhitzung während mehrerer Tage auf 170° erreicht werden. Durch Zusatz von Magnesium oder Beryllium bis 0,5 Proz. wird das Verhalten des Aluminiums bei der Zwischenglühung auf 300 bis 350° nur unwesentlich beeinflusst. Der Einfluß des Gasgehaltes auf das Leitvermögen des technischen Aluminiums ist nur gering. *Scheel.*

P. Vaillant. Le passage du courant dans les sels solides. C. R. **182**, 1335—1337, 1926, Nr. 22. Legt man an ein festes Salz bei Temperaturen, bei denen das Salz hinreichend leitend ist, mittels zweier Elektroden eine EMK, so wird der das Salz durchfließende Strom um so schneller geschwächt, je größer die EMK und je höher die Temperatur ist. Der Sitz dieser scheinbaren Polarisation ist nur zum geringen Teil die Berührungsfläche der Elektroden, zum größeren Teil sind es die gesamten ihnen benachbarten Teile des festen Salzes; sie bedingt wahrscheinlich die Abweichungen, welche bei den festen Salzen, insbesondere beim NaCl, hinsichtlich der Abhängigkeit ihrer Leitfähigkeit von der Temperatur beobachtet worden sind. Verf. hat die Leitfähigkeit vom NaCl, KBr, BaCl₂ und Na₂SO₄ beim Erstarrungspunkt vom Zinn, Blei und Zink gemessen und aus den Messungsergebnissen mittels der Erstarrungspunkte der beiden ersten Metalle den des letzten aus den von Benrath und Wairoff (ZS. f. phys. Chem. **77**, 257, 1921), sowie von Rautenfeld [Ann. d. Phys. (4) **72**, 617, 1923] einerseits, denjenigen von Joffé [Ann. d. Phys. (4) **72**, 461, 1923] und Seelen (ZS. f. Phys. **29**, 125, 1924) andererseits aufgestellten Formeln den Erstarrungspunkt des Zinks berechnet. Die Ergebnisse sprechen zugunsten der ersteren Formel. *Böttger.*

Jacob Ellis Rosenberg and Gebhard Stegeman. The adsorption of ions by metallic mercury. Journ. phys. chem. **30**, 1306—1315, 1926, Nr. 10. Die Tatsache, daß Blei in Bleisalzlösungen, die festes Bleisulfat als Bodenkörper enthalten, beim lebhaften Schütteln der Lösung ein anderes Potential zeigt als in der Ruhe, gibt Anlaß, die analogen Verhältnisse an Quecksilber näher zu untersuchen. Die verwendete Anordnung sei kurz angeben. Quecksilber strömt in feinem Strahle aus einem Tropftrichter in einen Glaszylinder, in dem auf einer größeren Menge CCl₄ eine Schicht einer 0,1 n KCl-Lösung, die mit Kalomel gesättigt ist, schwimmt. Diese Schicht steht mit Hilfe eines Hebbers mit einem Halbelement in Verbindung, bestehend aus ruhendem Hg in der vorerwähnten Lösung. Die Potentialdifferenz zwischen dem strömenden und dem ruhenden Hg wird dann auf bekannte Weise gemessen. Dabei ergibt sich Abhängigkeit des Potentialunterschiedes einerseits von der Stromgeschwindigkeit des Hg, andererseits von der Länge des Weges, den das Hg in der Salzlösung zurücklegt (das ist also von der Dicke der schwimmenden Schicht). Abhängigkeit in dem Sinne, daß größere Stromgeschwindigkeit und dünnere Schicht ein höheres negatives Potential bedingen. Diese Tatsache wird durch folgende Annahmen erklärt: 1. Hg-Ion ist an Quecksilber adsorbiert. 2. Eine meßbare Zeit ist nötig, um diese Adsorption auf ein Maximum zu bringen. 3. Das Potential einer Einzelelektrode hängt direkt von der Konzentration der Ionen an der Metalloberfläche ab und nicht von der Konzentration der Lösung überhaupt, diese beeinflusst das Potential nur mittelbar. 4. Das Potential hängt ab von der Zeit, die für die Bildung der Adsorption zur Verfügung steht. An fließendem Hg ist die Konzentration der Hg-Ionen kleiner, weshalb das Potential stärker negativ ist als das ruhenden Quecksilbers. Schließlich wird erwähnt, daß diese Verhältnisse auch auf das Phänomen der „Überspannung“ von Einfluß sein könnten und dementsprechende Versuche werden angekündigt. *Dadiou.*

A. C. Vivian. Beryllium. Trans. Faraday Soc. **22**, 211–225, 1926, Nr. 68. Durch Elektrolyse von geschmolzenem Beryllium-Natriumfluorid — $\text{BeF}_2 \cdot \text{NaF}$ — wird Beryllium in größeren Mengen dargestellt. Ein Zusatz von Bariumfluorid (entsprechend 10 bis 15 Proz. Ba) zur Schmelze erweist sich als günstig. Die Herstellung des Doppelfluorids wird angegeben und die Elektrolysenapparatur ausführlich beschrieben: Die Schmelze befindet sich in einem elektrisch geheizten Tiegel aus Achesongraphit, dessen Deckel mit Wasser gekühlt ist. Die Anode bilden zwei Stäbe aus Graphit, die tief ins Bad eintauchen, während die wasser-gekühlte rotierende Kathode (aus Stahl) den Elektrolyten nur an der Oberfläche berührt. Das erhaltene Rohberyllium enthält noch Eisen, Kohlenstoff, Aluminium, Magnesium (0,05 Proz. von jedem) und 0,005 Proz. Stickstoff. Durch Sublimation gereinigt, enthält es dann nur mehr 0,02 Proz. Eisen. Die Brinellsche Kugeldruckprobe ergibt beim unreinen Material einen Wert von 140; nach der Sublimation sinkt die Härte auf etwa 90. Das reine Metall hat eine Dichte von 1,84, schmilzt bei 1280° , widersteht dem Angriff der atmosphärischen Luft, läßt sich gut polieren und ist nicht leicht entzündbar.

Dadiou.

Herbert Mayer. Über den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff. Phys. ZS. **27**, 513–518, 1926, Nr. 15. Nach der Franck-Pohlschen Modifikation der Rutherford'schen Wechselstrommethode mit einem Wechselfeld von Quadratwellenform wurde die Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen in reinem trockenen Sauerstoff, sowie unter Beimengung von Chlor und in reinem Chlor bestimmt. Es zeigte sich, daß durch die Chlorbeimengung die Beweglichkeit des negativen Ions verkleinert, die des positiven Ions dagegen nicht beeinflusst wird. Auch in reinem Chlor war die Beweglichkeit des negativen Ions kleiner als die des positiven. Verf. sieht in diesem Ergebnis die Bestätigung einer von Cluster aufgestellten Theorie, die auf der Annahme einer Bildung von Komplexmolekülen beruht.

V. v. Keussler.

W. Busse. Die Größenverteilung von Ionen in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **81**, 262–280, 1926, Nr. 19. Es wird vielfach die Ansicht vertreten, daß die Ionen in Gasen sich in streng gesonderte Größenklassen unabhängig von der Art ihrer Erzeugung einordnen lassen. Bei genauer experimenteller Prüfung zeigt sich aber, daß im allgemeinen durchaus kontinuierliche Größenbereiche vorliegen, in denen keine Größe besonders hervortritt. Das gilt für wasserfallelektrische wie radioaktive Erzeugung der Ionen. Auch bei der Ionisation durch die langsame Oxydation des Phosphors sind die Ionengrößen in getrockneter Luft gleichmäßig über ein gegebenes Intervall verteilt; lediglich in feuchter Luft treten engere Bereiche in unregelmäßig wechselnder Weise hervor, deren Bildung auf die Mitwirkung von Feuchtigkeitsschichten auf der Phosphoroberfläche in Verbindung mit dem Einfluß der Feuchtigkeit auf Konzentration und Wachstumsgeschwindigkeit der neutralen, zur Anlagerung dienenden Kernkomplexe der Phosphoroxyde zurückzuführen ist.

W. Busse.

Erich Marx. Reaktionskonstanten, Verweilzeiten, Rekombinationen und Wechselzahlen in Flammgasen und die Sättigungsspannungen der Charakteristik. Ann. d. Phys. (4) **81**, 454–492, 1926, Nr. 21. Es wird eine Theorie des Flammgleichgewichts entwickelt, welche gestattet, die Sättigungsspannung der Flammenleitung zu berechnen. Die berechnete Sättigungsspannung und der Verlauf der Charakteristik sind im Einklang mit der Beobachtung.

V. v. Keussler.

Lewi Tonks, Harold M. Mott-Smith, Jr. and Irving Langmuir. Flow of ions through a small orifice in a charged plate. *Phys. Rev.* (2) **28**, 104–128, 1926, Nr. 1. Für eine Anordnung zur Messung der Stromdichte von Ionen- und Elektronenströmen in Gasen und der dabei vorkommenden Geschwindigkeiten, bestehend aus einem Auffänger und einer mit einer runden Öffnung bzw. Schlitz versehenen Platte, welche beide auf beliebige Spannungen aufgeladen werden können, berechnen Verf. die Feldverteilung in der Umgebung der Elektrode mit der Durchgangsöffnung. — Für Elektronenströme wird eine exponentielle Stromspannungskurve errechnet mit einem Exponenten, der eine etwas zu hohe Temperatursgeschwindigkeit ergibt. Bei bekanntem Anodenfall kann die Stromdichte des Elektronenstromes bestimmt werden. Die Stromspannungskurve für positive Ionen ist bei geringer beschleunigender Spannung linear, bei geringer verzögernder Spannung nicht rein exponentiell. Die Stromspannungskurve ergibt den Anodenfall, die Stromdichte des Ionenstromes, sowie die Größe und Richtung der Temperatursgeschwindigkeit der Ionen. *V. v. Keussler.*

E. G. Dymond. On the Precise Measurement of the Critical Potentials of Gases. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **107**, 291–309, 1925, Nr. 742. [S. 175.] *v. Keussler.*

Ramón G. Loyarte. Die Anregungspotentiale des Quecksilberatoms. *Phys. ZS.* **27**, 584–588, 1926, Nr. 18. [S. 177.] *Grottrian.*

George B. Kistiakowsky. The ionisation potentials of nitrogen and hydrogen on iron and other metals. *Journ. phys. chem.* **30**, 1356–1363, 1926, Nr. 10. [S. 176.] *Güntherschulze.*

C. Eckart, C. T. Kwei and K. T. Compton. Low voltage arc oscillations in nitrogen and in mixtures of hydrogen and nitrogen. *Phys. Rev.* (2) **25**, 889, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer Glühkathodenröhre mit plattenförmiger Nickelanode werden bei Stickstofffüllung niederen Druckes Schwingungen beobachtet, die um 17 Volt herum einsetzen und eine Amplitude von 2 Volt nach niederen Spannungen zu besitzen. Ähnlich in einer Mischung von H_2 und N_2 mit etwas N_2 -Überschuß. Sinkt die Maximalspannung infolge Wachsens des Elektronenstromes unter 17 Volt, so setzen die Schwingungen aus; bei 16 Volt tritt ein plötzlicher Stromanstieg (ohne Schwingungen) ein. Schwingungen setzen erst wieder ein, wenn das Anodenpotential auf 17 Volt erhöht wird, und erreichen ein Maximum zwischen 20 und 22,5 Volt Anodenspannung. In reinem Wasserstoff werden keine Schwingungen beobachtet. *A. Gehrts.*

Max Toepler. Neuer Weg zur Bestimmung der Funkenkonstanten, einzelne Spannungsstöße mit berechenbarem gesamten Spannungsverlauf. *Arch. f. Elektrot.* **17**, 61–70, 1926, Nr. 1. Verf. bestimmt hier die Funkenkonstante k des von ihm aufgestellten Funkenwiderstandsgesetzes aus Spannungsstößen. Kapazitäten werden über Funkenstrecke und Ohmschen Widerstand entladen. Mit einer Hilfsfunkenstrecke wird das Spannungsmaximum am Ohmschen Widerstand bestimmt und daraus k berechnet. Verf. findet den absoluten Wert von k in guter Übereinstimmung mit dem von ihm früher durch Messung an Wanderwellen gefundenen Werte (im Gegensatz zu den Messungen anderer Autoren). Der zeitliche Verlauf verschiedener Stoßspannungswellen wird berechnet. *Tamm.*

Otto Mayr. Funkenwiderstand und Wanderwellenstirne. *Arch. f. Elektrot.* **17**, 52–60, 1926, Nr. 1. Ausgehend vom Toeplerschen Funken-

widerstandsgesetz, wird der Funke in einer einfachen Schaltung untersucht: Ein Kondensator wird über Widerstand und Funkenstrecke entladen. Der maximale Spannungsabfall am Widerstand wird mit Hilfsfunkenstrecke gemessen und daraus werden Schlüsse auf den Funkenwiderstand gezogen. Die Wanderwellenstirne wird berechnet. Aus eigenen Messungen und früheren Ergebnissen wird die Toeplersche Funkenkonstante k zu ungefähr einem Fünftel des von Toepler angegebenen Wertes bestimmt. Es wird versucht, die Diskrepanz zu erklären. Tamm.

A. M. Tyndall und G. C. Grindley. The Emission from an Incandescent Platinum Wire in Air. Phil. Mag. (6) **47**, 689—702, 1924, Nr. 280, April. Es wird die Beweglichkeit der von einem glühenden Platindraht in Luft abgegebenen positiven und negativen Ionen nach zwei Methoden (Nolan, McClelland) gemessen. Der Glühdraht emittiert Elektronen, positive Ionen und eine reichliche Menge ungeladener Teilchen. Durch Anlagerung von Elektronen an die ungeladenen Teilchen entstehen negative Ionen der üblichen Beweglichkeit 1,8 cm/sec/Volt/cm. Die positiven Ionen besitzen teilweise eine Beweglichkeit von 1,4 in Luft; es kommen aber auch 20 bis 60 Proz. niedere Beweglichkeiten vor. Nimmt man an, daß die Beweglichkeit aller Gasionen in Luft die gleiche, 1,4 ist, so muß man aus den kleineren Beweglichkeiten schließen, daß es sich um Metallionen handelt, die aus mehreren Atomen sich zusammensetzen. A. Gehrts.

R. A. R. Tricker. A Determination of the Variation of the Mass of the Electron with Velocity, using Homogeneous β -Rays. Preliminary Results. Proc. Roy. Soc. London (A) **109**, 384—396, 1925, Nr. 750. Bucherer (Ann. d. Phys. **28**, 974, 1909) hat bereits bei seiner Bestimmung der Massenänderung eines Elektrons in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit eine radioaktive Substanz als Elektronenquelle benutzt. Die β -Strahlen entstammten hierbei jedoch einer ziemlich dicken Schicht. Verf. will daher die Versuche mit einem unendlich dünnen Niederschlag von RaB + C wiederholen. Da das β -Strahlenspektrum dieser Substanz jetzt sehr genau bekannt ist, stehen ihm also wohldefinierte Geschwindigkeitsgruppen zur Verfügung. Die vom Verf. benutzte Apparatur ist bereits in Proc. Cambridge Phil. Soc. **22**, 454, 1924; diese Ber. **6**, 975, 1925 beschrieben. Der ganze Apparat befand sich im Innern eines Solenoids. Es wurde zunächst ein magnetisches Spektrum der β -Strahlen auf dem photographischen Film aufgenommen und sodann unter denselben Bedingungen ein zweiter Versuch gemacht, bei dem aber die β -Strahlen in einem elektrischen Felde (1000 Volt/cm) abwechselnd beschleunigt oder verzögert wurden. (Das Feld wurde während der etwa eine Stunde dauernden Exposition alle drei Minuten umgeschaltet.) Die Ablenkung, die eine Geschwindigkeitsgruppe dabei erfuhr, ergab sich aus dem halben Abstand des Linienpaares, das an Stelle einer Linie infolge der beschleunigenden bzw. verzögernden Wirkung des elektrischen Feldes auftrat. Die Geschwindigkeit der benutzten β -Strahlen lag zwischen $\beta = 0,36$ und $\beta = 0,80$. Die bisher erreichte Genauigkeit (2 Proz.) ist leider nicht größer als die von Bucherer erlangte, soll aber durch Verwendung stärkerer Felder gesteigert werden. Die nach den beiden Theorien von Einstein (relativistisch) und Abraham (starres Elektron) berechneten Ablenkungen unterscheiden sich um etwa 5 Proz., so daß die bessere Übereinstimmung der bis jetzt beobachteten Ablenkungen mit den relativistisch berechneten doch für die Gültigkeit der Einsteinschen Theorie spricht. Philipp.

C. Davisson und L. H. Germer. The thermionic work function of oxide coated platinum. Phys. Rev. (2) **24**, 666—682, 1924, Nr. 6. Die Elektronen-

austrittsarbeit eines gleichmäßig glühenden, mit Oxyden von Barium und Strontium bedeckten Platindrahtes wird mit möglichst großer Genauigkeit nach zwei Methoden bestimmt: a) Nach der kalorimetrischen Methode wird das Voltäquivalent φ der Austrittsarbeit aus der plötzlichen Spannungsänderung des Platindrahtes beim Einschalten des Emissionsstromes, bedingt durch die Kühlwirkung der emittierten Elektronen, berechnet. Die Messung ist bedeutend schwieriger als die früheren Messungen an Wolfram und wird nur bei 1064° abs. durchgeführt. Bei dieser Temperatur hat φ den Wert $\varphi = 1,79 \pm 0,3$ Volt. b) Bei der Ermittlung von φ aus der Kurve, die die Emission als Funktion der Temperatur gibt, besteht die Schwierigkeit, daß bei plötzlichen Temperaturänderungen die Emission sich annähernd exponential von einem Anfangswert bis zu einem stationären Endwert ändert. Die Halbwertszeit dieser Änderung schwankt zwischen einigen Sekunden bei hoher Temperatur und mehr als einer Viertelstunde bei niedriger Temperatur. Diese Erscheinung wird als Folge einer reversiblen, fortschreitenden Änderung der Beschaffenheit der Oxydkathode gedeutet. Dementsprechend werden auch die Anfangswerte der Emission, die sich bei Temperaturänderung von 1064° abs. aus ergeben, zur Bestimmung von φ für eine sich bei 1064° abs. im thermischen Gleichgewicht befindliche Oxydkathode benutzt. Entsprechende Messungen sind bei 911° abs. angestellt. Es wurde ermittelt $\varphi = 1,79$ Volt bei 1064° und $\varphi = 1,60$ Volt bei 911°. Für 1064° werden also nach beiden Methoden übereinstimmende Resultate erhalten. Würde der Übergang aus dem Gleichgewichtszustand bei einer Temperatur zu dem bei einer anderen Temperatur sich so schnell vollziehen, daß er der Beobachtung entginge, so würde eine Abweichung in den nach beiden Methoden ermittelten Werten von φ um etwa 25 Proz. sich bemerkbar machen, die in Unkenntnis des wahren Sachverhalts zu Fehlschlüssen Anlaß gäbe. Die Meßgenauigkeit reicht nicht aus, um zu entscheiden, ob die Elektronen im Metall die mittlere Wärmeenergie $\frac{3}{2} kT$ haben oder nicht.

A. Gehrts.

A. T. Waterman. The variation of thermionic emission with temperature and the concentration of free electrons within conductors. Phys. Rev. 24, 366—376, 1924, Nr. 4. Nach der thermodynamischen Methode von Richardson leitet der Verf. für Glühelctronen das Emissionsgesetz:

$$I = A \cdot T^a e^{-\frac{b}{T}}$$
 ab, wobei er folgende zwei Annahmen macht: a) Die Verdampfungskonstante ψ für freie Elektronen ist Null, wenn die Konzentration der freien Elektronen außerhalb und innerhalb des glühenden Körpers die gleiche ist; b) die Konzentration der freien Elektronen im glühenden Körper ist durch die Gleichgewichtstheorie des Verf. über die Leitung (Phys. Rev. 22, 259, 1923) bestimmt. a hängt nur von der Valenz der die Elektronen frei machenden Reaktion ab und hat einen Wert zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{4}{5}$. b hängt von der Valenz und von den Verdampfungskonstanten φ_0 und ψ_0 für gebundene und freie Elektronen ab. A hängt von der Valenz, der chemischen Konstante für Elektronen und der Konzentration der die Elektronen abgebenden Substanz im Glühkörper ab. — Die Genauigkeit der zurzeit vorliegenden Messungen reicht nicht aus, um zwischen diesem und anderen Emissionsgesetzen zu entscheiden.

A. Gehrts.

S. C. Roy. On the Modification of the Laws of Emission of Ions from Hot Metals by the Quantum Theory. Proc. Indian Ass. for the Cultiv. of Sc. 9, 61—81, 1924, Nr. 1. Es werden die Emissionsgesetze für Glühelctronen und für positive Ionen von glühenden Körpern statistisch hergeleitet auf Grund der Annahmen, daß die Elektronen bzw. Ionen im Metallinnern sich

wie Plancksche lineare Oszillatoren verhalten, im Außenraum dagegen die Eigenschaften eines idealen einatomigen Gases besitzen: Es wird zunächst der Energieinhalt der N Teile einer Komponente in der gasförmigen Phase, dann der Energieinhalt der $S=M-N$ Teile derselben Komponente in der festen Phase (quantenmäßig formuliert) berechnet. Diese Werte werden in den Ausdruck für die wahrscheinliche Verteilung der insgesamt M Teile der betrachteten Komponente auf die feste und gasförmige Phase, die mittels des Boltzmannschen Theorems gewonnen ist, eingesetzt. Es werden nun zwei Fälle betrachtet: Fall 1, $h\nu \gg kT$, führt zum Konzentrationsgesetz für Elektronen:

$$n_- = \left(\frac{2\pi m_- k T}{h^3} \right)^{3/2} e^{-\frac{\phi_-}{kT}}$$

und zum Emissionsgesetz:

$$J_- = (1-r) \frac{2\pi m_- k^2 e}{h^3} T^2 e^{-\frac{\phi_-}{kT}},$$

da für das Elektronengitter als unterste Grenze der Eigenschwingungen Frequenzen von 10^{14} bis 10^{15} angenommen werden müssen. Fall 2, $h\nu \ll kT$, führt zum Emissionsgesetz für positive Ionen:

$$J_+ = \left(\frac{2\pi m_+}{k} \right)^2 \cdot \frac{e\bar{\nu}}{T^2} e^{-\frac{\phi_+}{kT}}$$

($\bar{\nu}$ geometrisches Mittel des Frequenzspektrums). Es wird auf einen engen Zusammenhang zwischen der glühelektrischen und lichtelektrischen Emission hingewiesen und an Hand des vorliegenden Beobachtungsmaterials gezeigt, daß die aus glühelektrischen und lichtelektrischen Daten ableitbaren Werte für die Elektronenaustrittsarbeit miteinander gut übereinstimmen. A. Gehrts.

Richard Conrad. Über die Streuungsabsorption von Wasserstoffkanalstrahlen beim Durchgang durch Wasserstoff und Helium. ZS. f. Phys. **35**, 73–99, 1925, Nr. 2; **38**, 465–474, 1926, Nr. 6/7. Für die sogenannte Absorption von Kanalstrahlen der üblichen Geschwindigkeit kommt, wie durch Rechnung gezeigt wird, in erster Linie die Änderung der Richtung der Geschwindigkeit in Betracht, so daß das Teilchen durch Streuung aus dem Gesamtstrahl ausscheidet. Unbedeutend sind in diesem Falle völlige Bremsung und Geschwindigkeitsverlust. Untersucht wird die Streuung von Wasserstoffatomstrahlen beim Durchgang durch Wasserstoff und Helium mittels Energiemessung durch Thermoelement bei Gasdurchströmung. Die Zahl der abgelenkten Teile wird nach Formeln von C. G. Darwin und Chr. V. Kühne gegeben. Für Kanalstrahlen von genügender Energie ist der Querschnitt ihres Kegels auch ohne Streuung nicht unendlich klein gegenüber dem Durchmesser der Thermosäule; es werden rechnerisch allgemeine Formeln zur Berücksichtigung dieser Tatsache entwickelt. — Die Beobachtungen zeigen, daß der Streuungsexponent für H-Strahlen in H_2 und He ungefähr direkt proportional dem Druck und der vierten Potenz der Strahlgeschwindigkeit zunimmt, unterhalb eines Druckes von $20 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. — Die spezifische Streuungskonstante für H ist $3,9 \cdot 10^{-28}$, für He $5,36 \cdot 10^{-28}$. Wenn nur die Kerne und nicht die sie umkreisenden Elektronen wirksam gewesen wären, so hätte das Verhältnis dieser Konstanten gleich 2 sein müssen. Es sind aber noch z. B. in H_2 außer der Streuungswirkung der beiden Kerne diejenige der beiden Elektronen, dann die Umladung der Kanalstrahlen und schließlich die mehrfache Streuung zu berücksichtigen. Während ersterer

mit genügender Genauigkeit Rechnung getragen wird, sind für letzteren Fall noch keine rechnerisch verwertbaren Formeln entwickelt. Der Verf. hat mehr qualitativ die Mehrfachstreuung geschätzt. Er findet für die Streuungsgröße bei bestimmtem Druck und Geschwindigkeit, z. B. von $7,6 \cdot 10^{-3}$ mm Hg und $v = 2,05 \cdot 10^8$ den Wert $15,8 \cdot 10^{-8}$, statt beobachtet $16,5 \cdot 10^{-8}$. Die Übereinstimmung beträgt etwa 10 Proz.

Koenigsberger.

Hantaro Nagaoka, Tetsugoro Futagami und Hikoichi Obata. Mittels Hochspannung und Starkstrom angeregte Metallspektren. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 161—162, 1926. [S. 232.]

*Leszynski.

P. Curie. Sur l'application de la théorie de Compton au rayonnement β et γ des corps radioactifs. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 97—108, 1926, Nr. 4. [S. 219.]

Bothe.

Walther Gerlach. Eiseneinkristalle. I. Mitteilung: Magnetisierungs-kurven. ZS. f. Phys. 38, 828—840, 1926, Nr. 11/12.

W. Gerlach. Über das magnetische Verhalten von Kristallen aus reinem Elektrolyteisen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 24, 1926, Nr. 2. Einkristalle in Form von Stäben bis zu 120 mm Länge, hergestellt nach der Methode von Czochevski, werden magnetometrisch untersucht. Sie zeigen verschwindend kleine Hysterese, fast linearen Anstieg der Magnetisierung bei schwachen Feldern und sehr kleine Koerzitivkraft. Als kleinster Wert wurde 0,05 Gauß gemessen. Die an sich sehr kleine Remanenz ist außerordentlich empfindlich gegenüber der Geschwindigkeit der Änderung des magnetisierenden Feldes. Durch mechanische Deformation steigt die Hysterese, während gleichzeitig der Anfangsteil der jungfräulichen Kurve sich abflacht. Durch Wärmebehandlung wird der Ausgangszustand wieder erreicht. — Es konnte gezeigt werden, daß geeignete Wärmebehandlung auch ohne Einkristallbildung die ideale Magnetisierungskurve des Einkristalls ergibt. Somit wird geschlossen, daß diese Magnetisierungskurve und die sehr kleine Hysterese nicht an die Ausbildung großer Kristalle, sondern an sehr fehlerfreie Ausbildung kleinster Kristallbereiche gebunden ist, welche eine ideale Ausbildung der magnetischen Elementarkörper bedingen. Während also in solchem Eisen die Elementarkörper des Magnets fertiggebildet sind, werden sie in anderem Material erst durch das Feld erzeugt. Hierauf soll die Hysterese beruhen.

Gerlach.

Erwin Lehrer. Über die magnetische Suszeptibilität der Gase und ihre Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Ann. d. Phys. (4) 81, 229—261, 1926, Nr. 19. Durch Temperaturdifferenz wird in einem im homogenen Magnetfeld befindlichen Gase eine Differenz der Volumensuszeptibilität erzeugt. Diese gibt Veranlassung zu einer „magnetischen Druckdifferenz“, welche mit Hilfe eines Heisschen Manometers gemessen wird, welches bis zu einer Empfindlichkeit von $1/1000$ Dyn/qcm gebracht wird. Es ergibt sich, daß diese Differenz der Volumensuszeptibilität innerhalb etwa 1 Proz. unabhängig vom Gesamtdruck ist, wenn dieser von 60 bis 720 mm variiert. Es konnte also die von A. Glaser für Kohlensäure, Wasserstoff und Argon beobachtete diamagnetische Anomalie nicht bestätigt werden. Auch für Luft und Sauerstoff ergab sich die Suszeptibilität druckunabhängig. Für Sauerstoff wurde das Curiesche Gesetz zwischen 0 und 250° C bestätigt gefunden, für die diamagnetischen Gase ergab sich im gleichen Temperaturbereich die Unabhängigkeit der spezifischen Suszeptibilität von der Temperatur. Als Absolutwerte werden als vorläufige

Werte angegeben (in Einheiten 10^{-6}): Sauerstoff + 104,4, Luft + 24,16, Kohlensäure - 0,474, Argon - 0,50, Wasserstoff - 2,52. Weiterhin wurde das Wiedemannsche Mischungsgesetz geprüft und bestätigt gefunden und eine Methode angegeben, um aus der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität von Mischungen dia- und paramagnetischer Gase eine neue Bestimmung der Suszeptibilität diamagnetischer Gase durchzuführen relativ zur Suszeptibilität des Sauerstoffs. Diese Messungen führten zu folgenden Werten (in Einheiten 10^{-6}): Kohlensäure - 0,52, Argon - 0,48, Wasserstoff - 2,51. Die Arbeit wird zur Bestimmung der Suszeptibilität anderer Gase und Dämpfe und zur Erhöhung der Genauigkeit der Absolutwerte fortgeführt. *Gerlach.*

F. W. Grover. Tables for the Calculation of the Mutual Inductance of Circuits With Circular Symmetry About a Common Axis. Scient. Pap. Bureau of Stand. **20**, 1-18, 1924, Nr. 498. Der Verf. bringt Tabellen zur Berechnung der Gegeninduktivität von coaxial zueinander liegenden Stromkreisen aus je zwei kreisförmig gebogenen Drähten. Ist M die Gegeninduktivität, a der kleinere, A der größere Radius der beiden Kreise und D der Abstand zwischen den Kreisebenen, dann ist $M = f \sqrt{A \cdot a}$. In der Tabelle 1 ist f für alle Werte des Moduls k'^2 (bzw. $k^2 = 1 - k'^2$) von 0 bis 1 in Stufen 0,05 angegeben; k'^2 ist hierbei gleich $\frac{(A^2 - a^2) + D^2}{(A^2 + a^2) + D^2}$. Die Berechnung von f für die Tabellen erfolgte auf Grund von stark konvergierenden Reihenentwicklungen elliptischer Integralformeln in q Funktionen, die von Nagaoka entwickelt wurden. Mit Hilfe der gegebenen Tabellen erhält man für M eine sehr große Genauigkeit von 0,1 Prom., wie sie mittels früherer Tabellen noch nicht erreicht wurde. Um auch bei Zwischenwerten dieselbe Genauigkeit zu erlangen, ist die Anwendung einer einfachen Interpolationsformel nötig. Binomialkoeffizienten für diese Formel sind in einer besonderen Tabelle 8 beigegeben. Für sehr kleine Werte von k'^2 bzw. von k^2 sind je zwei besondere Hilfstabellen vorhanden, und für noch kleinere Werte sind Näherungsformeln für f als Funktion von k'^2 bzw. k^2 angegeben. Für den Fall gleicher Kreisradien $a = A$ sind besondere Tabellen vorhanden, mit besonders einfachem Parameter $\delta = \frac{D}{2A}$ (für kleineren Abstand D) bzw. $\Delta = \frac{2A}{D}$ (für größeren Abstand). Für gleiche Kreise, die besonders nahe beisammen sind (bzw. die sehr weit auseinanderliegen), sind noch Hilfstabellen beigegeben, in welchen f für Werte von $\log \delta$ bzw. $\log \Delta$ berechnet ist. Die Berechnung der Induktivität von Zylinder- und Flachspulen aus dem hier angegebenen Falle (Gegeninduktivität zweier coaxialer Stromkreise) wird in der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt. *Mitzel.*

Peter Pringsheim. Über die Bandenfluoreszenz des Kaliums und Natriums. ZS. f. Phys. **38**, 161-175, 1926, Nr. 3. [S. 240.]

E. Gaviola. Die Abklingungszeiten der Fluoreszenz von Farbstofflösungen. ZS. f. Phys. **35**, 748-756, 1926, Nr. 10. [S. 240.] *Pringsheim.*

K. E. Edgeworth. Frequency variations in thermionic generators. Journ. Inst. Electr. Eng. **64**, 349-366, 1926, Nr. 351. In einem einleitenden Abschnitt werden einige Eigenschaften des mechanischen Pendels besprochen, wobei besonders der Einfluß des Zeitmoments des Antriebsimpulses bei durch ein Uhrwerk in Gang gehaltenen Pendeln auf die Schwingungsdauer berücksichtigt wird. Es folgen dann die analogen Betrachtungen für den Röhrensender,

und zwar für den Fall kapazitiver, induktiver und Widerstandskopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis; die Frequenzänderungen bei Variation der Anoden- und Heizspannung werden abgeleitet und in Kurvenform wiedergegeben. Der Einfluß des Umstandes, ob sowohl Gitter- als Anodenkreis abgestimmt sind oder nur einer von beiden, wird untersucht, ebenso die Folge der Einschaltung von Widerstand in den Gitterkreis. Es ergibt sich, daß einige der betrachteten Anordnungen als Sender für konstante Frequenz geeignet erscheinen, insofern, als sie bei einer Änderung der Anodenspannung um 10 Proz. oder der Heizspannung um 5 Proz. nur Frequenzänderungen zwischen 0,02 und 0,05 Prom. ergeben. Die experimentelle Nachprüfung bestätigte diese Zahlen. Eine Anwendung als Röhrenwellenmesser oder als Steuersender für Telegraphie und Telephonie erscheint möglich.

Samson.

Ludwig Müller. Über die Kompensation der Anodenrückwirkung. Arch. f. Elektrot. **16**, 251—260, 1926, Nr. 3. Die Kompensation des zur Aufladung der Gitteranodenkapazität dem Gittertransformator entnommenen Stromes wird an eine Vierelektrodenröhre in Raumladungs(R. L.)netzschialtung vorgenommen. Die Röhre arbeitet im Sättigungszustand, die Kompensation geschieht durch Einschalten eines Widerstandes geeigneter Größe und Phase in den R. L.-Netzkreis. Durch entsprechende Bemessung dieses Widerstandes läßt sich theoretisch weiterhin noch eine Kompensation der statischen Röhrenkapazitäten und darüber hinaus der Transformatorenkapazität erreichen: Fall der Überkompensation. Messungen der Anodenrückwirkung stimmen qualitativ mit der Theorie überein, die Meßwerte liegen bedeutend höher als die aus der Theorie errechneten.

Baust.

Hans Lassen. Über die Ionisation der Atmosphäre und ihren Einfluß auf die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **28**, 109—113, 139—147, 1926, Nr. 4 u. 5. Verf. versucht unter Zugrundelegung unserer heutigen Kenntnis über die Ionisierung von Gasen durch ultraviolette Licht und die Zusammensetzung der Atmosphäre in größeren Höhen ihren Ionisationszustand, soweit er für die Ausbreitung der kurzen Wellen der drahtlosen Telegraphie (Wellenlänge $\lambda < 100$ m) von Bedeutung ist, zu beschreiben. Als allgemeine Ursache der Ionisierung nimmt Verf. das ultraviolette Licht der Sonne an. Hieraus ergibt sich eine besonders stark ionisierte Schicht zwischen 95 und 130 km Höhe (Heavisideschicht) von folgenden Eigenschaften: Sie besitzt nach unten hin keine scharfe Grenze; innerhalb nimmt die Ionisierung nach oben hin zu, dann wieder ab, ihre maximale Ionisation liegt bei 112 km. Die Anzahl der Wasserstoffionen pro Kubikzentimeter beträgt am Tage $4 \cdot 10^8$. Die Fortpflanzung der kurzen Wellen auf größere Entfernungen hin geht hauptsächlich in dieser Schicht vonstatten; der Ionengehalt bedingt eine Brechung der Wellen; eine wesentliche Reflexion findet nicht statt. Die Dämpfung ist im Bereich der kurzen Wellen gering und wächst mit dem Quadrat der Wellenlänge. Infolge der großen mittleren freien Weglänge (einige Dezimeter) in jener Höhe bleibt die ionisierte Schicht auch über Nacht bestehen. Die Ionenkonzentration variiert mit der Tageszeit, dadurch erklären sich die Unterschiede zwischen Tag- und Nachtübertragung. Diese Unterschiede sowie auch die „toten Zonen“ lassen sich quantitativ berechnen und ergeben eine gute Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die für die Kurzwellenübertragung auf große Entfernungen verwendbaren Wellen liegen nach der Theorie am Tage zwischen 14 und 70 m, in der Nacht zwischen 20 und 140 m Wellenlänge, wobei es in beiden Fällen als günstig erscheinen muß, möglichst in der Nähe der unteren Grenze des entsprechenden Wellenlängenbereiches zu arbeiten. *H. Falkenhagen.*

M. Thompson and A. C. Bartlett. Thermionic valves with dull-emitting filaments. Journ. Inst. Electr. Eng. **62**, 689—700, 1924, Nr. 332. Es wird ein Überblick über die Entwicklungsarbeiten gegeben, die zur Einführung der thorierten Wolframkathode in die Verstärkerröhren der G. E. Co. (M. O. Valve Co.) in England geführt hat. Die Besonderheiten der thorierten Wolframkathoden (Kontaktpotentialeffekte, Elektronenausbeute, Stabilität der Thorschicht, Klinggeräusche) werden besprochen. Lebensdauerresultate der Röhrentypen D. E. V., D. E. R. und L. S. 5 werden in Kurvenform mitgeteilt. — In der anschließenden Diskussion werden konstruktive Einzelheiten erörtert und Vergleiche gezogen zwischen Röhren mit Oxydkathode und thoriierter Wolframkathode. *A. Gehrts.*

A. Gehrts. Verstärkerröhren mit thoriierter Wolframkathode. Elektr. Nachr.-Techn. **2**, 189—196, 1925, Nr. 7. In Anlehnung an die Veröffentlichung von M. Thompson und A. C. Bartlett (s. oben) wird ein Überblick über die Eigenschaften der thorierten Wolframkathode und ihrer Verwendung in den Verstärkerröhren gegeben. Betriebsdaten und Kennlinienbilder der Telefunkerröhren RE 78/79, RE 83/89, RE 82, RE 211 und RE 97, die mit thoriierter Wolframkathode versehen sind, werden mitgeteilt. *A. Gehrts.*

B. Pohlmann und A. Gehrts. Werdegang einer Verstärkerröhre. Elektr. Nachr.-Techn. **2**, 65—74, 1925, Nr. 3. Es wird ein Überblick über die Herstellung der modernen Verstärkerröhren gegeben. Der Fabrikationsgang der in den Verstärkerämtern zahlreich benutzten BO-Röhren — der ältesten Verstärkerröhre mit Oxydkathode — wird an Hand von Abbildungen eingehend geschildert. Die Daten der gebräuchlichsten Verstärkerröhren sind in einer Tabelle zusammengestellt. Von einer Anzahl Röhrentypen (110, SS III, BE, VS 27, RE 84, RE 86, BO und OR) werden die Kennlinienbilder mitgeteilt. *A. Gehrts.*

Karl Krapp. Synchronmaschinen im untererregten Betrieb. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **5**, 8—26, 1926, Nr. 2. Das Verhalten untererregter Synchronmaschinen, die an konstanter Spannung liegen, wird aus dem Zusammenwirken der auftretenden Felder abgeleitet. Die Grenze des stabilen Betriebes wird für Turbogeneratoren und Schenkelpolgeneratoren aufgesucht, die Gefahr des Außertrittfallens bei Belastungsstößen oder Spannungsschwankungen untersucht. Es wird gezeigt, wie die aufgestellten Grenzlinien in einfacher Weise aus den Prüfdaten einer Maschine gewonnen werden. Schließlich wird die Möglichkeit der Gegenerrregung behandelt. Die Untersuchung ist unter Annahmen konstanter Permeabilität des Eisens und unter Vernachlässigung des Ohmschen Widerstandes durchgeführt. *Scheel*

Michael Liwsehtz. Gleichlaufanordnung für Gleichstrommotoren mit Hilfe von synchronen Drehfeldmaschinen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **5**, 27—54, 1926, Nr. 2. Es werden die elektrischen Vorgänge, die sich bei Verwendung von synchronen Drehfeldmaschinen zur Erzeugung des Gleichlaufs von mehreren Arbeitsmotoren abspielen, besprochen. Abgesehen vom Anlauf lassen sich mit Drehfeldmaschinen synchroner Bauart dieselben synchronisierenden Kräfte erreichen wie mit Drehfeldmaschinen asynchroner Bauart, bei denen sowohl die Ständer- wie die Läuferwicklungen miteinander verbunden sind. Werden zur Erzeugung des Gleichlaufs Asynchronmaschinen normaler Ausführung verwendet, so ist es mit Rücksicht auf die synchronisierenden Kräfte und die Verluste zweckmäßig, die Läufer gegen ihre Drehfelder laufen

zu lassen. Um kleinere Modelle für die den Gleichlauf erzeugenden Drehfeldmaschinen zu erhalten, kann es unter Umständen zweckmäßig sein, die Drehzahlcharakteristiken der Arbeitsmotoren ungleich zu machen.

Scheel.

Walter L. Upson. General Theory of the Auto-Transformer. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 661—665, 1926, Nr. 7. An Hand des Diagramms eines Autotransformators wird seine allgemeine Berechnung mit komplexen Zahlen durchgeführt. Dabei zeigt es sich zweckmäßig, keine Reduzierung des Übersetzungsverhältnisses auf 1:1, wie es beim Zwei-Wicklungstransformator üblich ist, vorzunehmen. Die Berechnung erfolgt anfangs unter Annahme einer konstanten, sekundär induzierten EMK. Für konstante Primärspannung tritt eine kleine Korrektur auf, die gleich 1 wird, wenn der Transformator genau in der Mitte angezapft wird. Mittels der entwickelten Formeln wird ein Beispiel durchgerechnet. Der Vergleich mit dem entsprechenden Zwei-Wicklungstransformator zeigt, daß der Autotransformator, speziell hinsichtlich der Spannungsschwankung, bei Belastung wesentlich günstiger ist. Bei Kurzschluß nimmt er dagegen etwa den vierfachen Strom des Zwei-Wicklungstransformators auf. Es wird gezeigt, wie der Erregerstrom, der bei Leerlauf in beiden Wicklungen gleich ist, mit zunehmender Last in der Erregerhälfte größer und in der belasteten Hälfte entsprechend kleiner wird. — Der zweite Teil behandelt die Sonderheiten, die beim Autotransformator ohne Eisenkern dadurch auftreten, daß Verzerrung des Magnetisierungsstromes, Eisenverluste und Sättigung des Eisens in Fortfall kommen. Ferner werden an Hand einer Tabelle die Verhältnisse bei verschiedener Übersetzung erläutert. Primärer und sekundärer Spannungsabfall heben sich hier auf, wenn nicht die Widerstände von Primär- und Sekundärwicklung verschieden dimensioniert werden, wie an einem weiteren Beispiel gezeigt wird.

Mitzel.

L. O. Grondahl. Theories of new solid junction rectifier. Science (N. S.) 64, 306—308, 1926, Nr. 1656. Verf. hat einen neuen Gleichrichter entwickelt, der aus einer Kupferscheibe besteht, auf deren Oberfläche ein Kupferoxyd erzeugt ist. Der Gleichrichter arbeitet bei hohen Stromdichten, und es gelang Widerstandsverhältnisse von 20000:1 der undurchlässigen zur durchlässigen Richtung zu erreichen. Für die Erklärung kommt weder elektrolytische noch Thermowirkung in Frage. Auch die Schottkysche Theorie des Elektronenübergangs kann nach Ansicht des Verf. die Gleichrichterwirkung, die in der Grenze zwischen Kupfer und dem daraufgebrachten Kupferoxyd liegen soll, nicht erklären. Verf. skizziert folgende Theorie: Die Elektronenablösearbeit von Kupfer ist größer als die von Kupferoxyd. Wenn Kupfer nun eine große Zahl freier Elektronen hat, so kann es selbst bei Zimmertemperatur enorme Mengen an das angrenzende Kupferoxyd abgeben. Es verhält sich also ebenso wie ein Glühdraht im Vakuum, indem es im Oxyd eine über den normalen Betrag hinausgehende Elektronendichte aufrechterhält. Werden äußere Spannungen angelegt, so muß bei sehr kleinen Strömen in beiden Richtungen der gleiche Strom fließen, weil das Gleichgewicht durch die schwachen Ströme kaum gestört wird. Bei höheren Spannungen wird die Gleichgewichtsbedingung von der Richtung der äußeren Spannung abhängig. Drückt die Spannung die Elektronen vom Kupfer ins Kupferoxyd, so unterstützt das Diffusionsgefälle der Elektronen im Kupfer den Strom, in der umgekehrten Spannungsrichtung bildet sich dagegen eine dünne Elektronenschicht an der Grenze aus, die wie ein hoher Widerstand wirkt.

Güntherschulze.

Andreas Gyemant. Der dielektrische Effekt hochgespannter Felder. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 55—60, 1926, Nr. 2. Das Ansteigen

einer dielektrischen Flüssigkeit an hochgespannten Elektroden wird theoretisch quantitativ behandelt. — Die Erscheinung wird mittels Druckübertragung messend verfolgt und das Ergebnis mit den theoretischen Forderungen verglichen.

Scheel.

Wilhelm Peters. Der wirksame Widerstand von Stahlaluminiumseilen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 5, 61—68, 1926, Nr. 2. Im ersten Teil wird der Wechselstromwiderstand eines unverdrillten Stahlaluminiumseiles berechnet. Bei Niederfrequenz ist der wirksame Widerstand praktisch gleich dem Gleichstromwiderstand des Mantels, der Stahl nimmt also an der Stromleitung fast gar nicht teil. Bei Hochfrequenz ist der Widerstand unabhängig vom inneren Aufbau mit dem Wechselstromwiderstand des Aluminiumvollzylinders identisch; nur die äußerste Schicht führt den gesamten Strom. Die Stromverteilung in Hohlseilen mit Kern wird angegeben. — Im zweiten Teil wird das durch die Verdrillung der stromführenden Aluminiumdrähte erzeugte axialgerichtete Wirbelfeld im Stahlquerschnitt berechnet. Die durch seine Verluste verursachte Widerstandserhöhung kann bei 50 Per./sec 20 bis 80 Proz. betragen. Sie läßt sich verringern durch Verkleinern der magnetischen Feldstärke am Eisen, was durch Vergrößern der Schlaglänge möglich ist. Grundsätzlich vermeiden läßt sich diese Erscheinung beim Hochfrequenzseil durch eine verdrillungsfreie Seilkonstruktion, beim Starkstromseil durch Aufbau des Mantels aus zwei Lagen Aluminiumdrähte, die einander entgegengesetzt geschlagen sind und daher kein magnetisches Längsfeld ergeben. Bei Verwendung dieser Konstruktion sind Stahlaluminiumseile den Kupferseilen in bezug auf Wirbelstromverluste gleichgestellt.

Scheel.

Theodore Varney. Notes on the vibration of transmission-line-conductors. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 953—957, 1926, Nr. 10. Untersuchungen über mechanische Schwingungen von Freileitungen. Versuche mit einem einfachen Schreibapparat zur Aufzeichnung der Schwingungen werden beschrieben. Eine Reihe von Oszillogrammen, die bei verschiedener Windgeschwindigkeit, Drahtdurchmesser und Spannlänge aufgenommen sind, sind beigelegt. Die beobachteten Frequenzen liegen zwischen 9,5 und 33 sec⁻¹ bei Windgeschwindigkeiten von 1,4 bis 9,5 m/sec. Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Frequenz werden Formeln angegeben. Weitere durch Wirbelbildung hinter der Leitung hervorgerufene Schwingungen werden besprochen und auch hierfür Formeln angegeben.

Pederzani.

G. F. Chellis. Some notes on electricity transmission and distribution practise in Europe with comments on high-tension substations and switchgear. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 958—967, 1926, Nr. 10. Der Verf. behandelt in der Hauptsache die englischen Verhältnisse. über die übrigen europäischen Länder, insbesondere über Deutschland, wird außer der Beschreibung einiger Typen von Freileitungsmasten wenig gesagt. Eingehend besprochen wird der Plan des Ausbaues der Energieversorgung Englands, wodurch voraussichtlich der Bedarf bis zum Jahre 1940 gedeckt werden kann. Die Zahl der Kraftwerke soll auf 58 vermindert werden, die mittels eines Hochspannungsnetzes von 33 kV verbunden werden sollen. Die gesamte installierte Leistung ist für den vollen Ausbau mit 10 Millionen Kilowatt angenommen. Der Durchschnittspreis für 1 kWh ist zu etwa 1 d errechnet. — Einige neuere Hochspannungskabel- und Ölschalterkonstruktionen werden erwähnt.

Pederzani.

Friedrich Dessauer. Bemerkungen zum Dosierungsproblem. Strahlentherapie **23**, 579—593, 1926, Nr. 4. Übersicht über den gegenwärtigen Stand des Dosierungsproblems mit besonderer Berücksichtigung der früheren Arbeiten des Verf. über Dosierungsfragen. Vorschlag der Bezeichnung Einstrahlungsintensität oder Helligkeit für die auf 1 qcm der Oberfläche senkrecht auffallende Strahlenergie. Begründung für die Verwendung von Aluminium statt Kupfer zu praktischen Absorptionsmessungen; die Absorption im Kupfer bewirkt eine beim Durchgang durch den menschlichen Körper nicht vorhandene Veränderung der Strahlungszusammensetzung. Zur Dosierung ist die Kenntnis folgender Elemente nötig: 1. Qualitätsbezeichnung der Strahlung (Spannungsform, Filter, Halbwertschicht); 2. Einstrahlungsintensität (Milliamperezahl, Fokusdistanz); 3. Verteilungstafeln über die Streuverhältnisse und die lokale Veränderung der Strahlungsintensität im menschlichen Körper. Den Dosimetern wird nur die Aufgabe der Kontrolle zugewiesen und als brauchbarstes und zuverlässigstes Dosimeter das Elektroskop empfohlen. *Glocker.*

Th. Neeff. Über den Strahlenschutz und die Verbesserung seiner Wirkung. Strahlentherapie **24**, 161—174, 1926, Nr. 1. Durch Filmstreifen, welche den verschiedenen Personen, die in einem ärztlichen Röntgentherapiebetrieb arbeiten, mehrere Tage lang mitgegeben werden, wird festgestellt, daß in einem modernen Therapieinstitut mit den üblichen Schutzmaßnahmen die Mutschellersche Toleranzdosis bei den Ärzten erheblich überschritten wird. Es wird die Anwendung von vollkommen strahlensicheren Röhrenbehältern, sowie die Anwendung eines den Patienten bei der Durchleuchtung seitlich umgebenden Bleigummischutzes empfohlen. *Glocker.*

Egon Lorenz und Boris Rajewsky. Das Problem der Intensitätsverteilung von Röntgenstrahlen im durchstrahlten Medium. Bemerkungen zu der Erwiderung von den Herren Oskar Bornhauser und Hans Holfelder (Strahlentherapie **21**, Nr. 3) zu unserer gleichnamigen Arbeit (Strahlentherapie **20**, Nr. 3). Strahlentherapie **24**, 175—191, 1926, Nr. 1. Die von Holfelder neuerdings mitgeteilten Kurven der Intensitätsverteilung im Wasserphantom zeigen größere Ähnlichkeit mit den Dessauerschen Kurven als seine früheren Kurven. Diskussion des Fehlereinflusses für den Fall streifenden Eintritts der Röntgenstrahlen in die photographische Schicht und Betonung der Dessauerschen Forderung der bogenförmigen Ausspannung der Filme, damit Bereiche der streifenden Inzidenz in einen Punkt übergeführt werden. *Glocker.*

S. Singer. Über eine neue Methode der Filtersicherung und einer Ventilation der Röntgenröhre bei therapeutischen Bestrahlungen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **35**, 240—242, 1926, Nr. 2. Die Filtersicherung besteht darin, daß das Röhrenkästchen mit einem jalousieartigen Verschuß aus Messing versehen ist, der infolge Federdruckes den Strahlenaustritt so lange verhindert, bis er durch das seitlich einzulegende Filter zurückgeschoben wird. Die Ventilation des Röhrenkästchens besteht in einer Art Kaminkühlung.

Glocker.

B. Rajewsky. Comptoneffekt bei tiefentherapeutischen Bestrahlungsbedingungen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **35**, 262—269, 1926, Nr. 2. Überblick über den Comptoneffekt unter besonderer Berücksichtigung seiner Bedeutung für die Tiefentherapie und Mitteilung von Absorptionsmessungen und von spektrographischen Messungen an der seitlichen Streustrahlung eines

Wasservolumens. Die Wellenlängenänderung ergibt sich dreimal so groß, als sie nach der Comptonschen Formel sein sollte, und wird vom Verf. erklärt als Folge einer mehrfachen Streuung. *Glocker.*

W. Hausmann. Die kurzwelligen ultravioletten Strahlen im Sonnenspektrum. Bemerkungen zu der Anregung von F. Dannmeyer, Otto Kestner, F. Peemöller (Strahlentherapie 22, 578). Strahlentherapie 24, 192, 1926, Nr. 1. Der Verf. hält die von F. Dannmeyer, Otto Kestner und F. Peemöller vorgeschlagene Bezeichnung „Ra-Strahlen“ für den biologisch besonders wirksamen Bereich der Sonnenstrahlen von 320 bis 290 m μ wegen der Verwechslung mit Radiumstrahlen für unzuverlässig. Von der Schriftleitung wird die Benennung „Dornstrahlen“ vorgeschlagen im Hinblick darauf, daß Dorno zu den verdienstvollsten Forschern auf diesem Gebiet gehört. *Glocker.*

6. Optik aller Wellenlängen.

Wheeler P. Davey. Radiation. Journ. Frankl. Inst. 197, 439—478, 629—666, 1924, Nr. 4. Zusammenfassende Darstellung über Strahlung. Inhalt: Materielle Substanzen als Strahlungsquellen. Der Atomkern. Das statische Atom vom chemischen Standpunkt. Das statische Atom vom physikalischen Standpunkt. Elektronenanordnungen. Ionisierungspotentiale statischer Atome. Der photoelektrische Effekt. Kompressibilität der Metalle. Strahlung des schwarzen Körpers. Rayleighs Theorie. Wiens Theorie. Plancks Theorie. Atomwärmen. Chemische Reaktionen. Bohrs Theorie. Die Wirkung materieller Teilchen auf dem Wege der Strahlung. Photoeffekt. Fluoreszenz. Allgemeine Röntgenstrahlung. Absorption und Transmission. Reflexion. Polarisation. Streuung. Brechung. Interferenz. Zusammenstellung von 60 benutzten Veröffentlichungen. *Güntherschulze.*

Edm. van Aubel. Sur le Calcul des indices de réfraction des mélanges et les Formules de Dieterici et Lichteneker. Bull. de Belg. (5) 12, 476—480, 1926, Nr. 7. Unter Anbringung einer der Volumenkontraktion Rechnung tragenden Korrektur wurde auf Aceton-Wassermischungen und auf mit Wasser gemischte Schwefelsäure die Lichtenekersche Formel (Phys. ZS. 26, 297, 1925): $\log n = \Theta_1 \log n_1 + \Theta_2 \log n_2$ angewandt. n_1 und n_2 sind die Brechungsexponenten und Θ_1 und Θ_2 die Volumprocente der Bestandteile; n ist der Brechungsexponent der Mischung. Durch Vergleich mit der Dietericischen Formel (Ann. d. Phys. 67, 344, 346, 1922) wird gezeigt, daß die letztere zu besserer Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung führt. *Kaufmann.*

T. H. Havelock. Optical Dispersion and Selective Reflection, with Application to Infra-red Natural Frequencies. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 488—499, 1924, Nr. 733. Der Verf. geht von der allgemeinen Dispersionsformel

$$\frac{1}{\sigma + 1/n^2 - 1} = \epsilon \sum \frac{C_s}{v_s^2 - v^2 + i b_s v}$$

aus, die für $\sigma = 0$ oder $1/3$ in die üblichen Formeln übergeht, und berechnet daraus zunächst Brechungsindex und Absorptionsindex in der Nähe einer Absorptionsfrequenz. Dann wird das Maximum des Absorptionsindex k , der Größe nk und des Reflexionsvermögens R aufgesucht. Die Wellenlänge des Maximums von R

wird durch eine Formel dargestellt, die von der von Försterling gegebenen Formel abweicht. Der Grund liegt nach dem Verf. darin, daß Försterling ungerechtfertigterweise die Größe n_0^2 (n_0 Brechungsindex in der Umgebung der Absorptionsstelle, soweit er nicht von dieser Eigenfrequenz herrührt) in der Rechnung praktisch gleich 1 setzt, während sie in der Nähe von 2 oder 3 liegt. Bei der Prüfung an der Erfahrung, indem aus der Dispersionsformel die Wellenlänge der Reststrahlen gerechnet wird, geht in die Formel der nur ungenau bekannte Absorptionskoeffizient ein. Glücklicherweise hat sein Zahlenwert innerhalb des in Frage kommenden Bereiches keinen großen Einfluß auf die Reststrahlwellenlänge. Z. B. ergibt sich bei Kochsalz nach einer empirischen Dispersionsformel von Maclaurin für die Reststrahlwellenlänge 52,2 oder 52,3 μ ; eine Näherungsformel liefert 53,1 μ , während Försterling 46,6 μ bekommt. Der Erfahrungswert ist 52 μ . Dasselbe ergibt eine Dispersionsformel von Marvin. Die Paschensche Dispersionsformel gibt 51 μ . Bemerkenswert ist, daß die Resonanzwellenlänge der Dispersionsformel nicht identisch mit der Reststrahlwellenlänge ist. Bei Sylvain liefert die Rechnung aus der Marvinschen Dispersionsformel für die Reststrahlen 62,3 μ , die Erfahrung gibt 63,4 μ . Bei Flußspat ergibt die Rechnung aus der Marvinschen Formel 30,5 μ , Rubens gibt als Beobachtungswerte 24 μ und 31,6 μ . Strukturtheoretische Überlegungen lassen nur eine ultrarote Frequenz erwarten. Weiterhin geht der Verf. von Daten aus, die aus der Kristallgittertheorie stammen. Je nach dem Ausgangspunkt ist die Übereinstimmung mit der Erfahrung mehr oder weniger gut. *Kratzer.*

K. L. Wolf. Dispersion und Molrefraktion der Alkalihalogenide und der Halogenwasserstoffe. *Ann. d. Phys.* (4) **81**, 637—648, 1926, Nr. 22. [S. 183.] *K. L. Wolf.*

T. L. Eckersley. The Compton Scattering and the Structure of Radiation. *Phil. Mag.* (7) **2**, 267—287, 1926, Nr. 7. [S. 167.] *Bothe.*

William Duane. The calculation of the x-ray diffracting power at points in a crystal. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **11**, 489—493, 1925, Nr. 8. [S. 169.] *Scheel.*

George T. Keenan. The optical properties of some sugars. *Journ. Washington Acad.* **16**, 433—440, 1926, Nr. 16. Eine umfangreiche Ergänzung der Werte, die bei Groth und bei Wherry für die optischen Eigenschaften der verschiedensten Zuckerarten gefunden werden. Die Bestimmung der Brechung geschah nach der üblichen Eintauchmethode. Als Flüssigkeiten wurden Mineralöl $n = 1,49$ und Monochlornaphthalin $n = 1,64$ benutzt, die für alle Zwischenwerte in Stufen von wenigstens 0,005 gemischt waren. Zur Beleuchtung diente weißes Licht mit einem Gelbfilter. Die einzelnen Substanzen werden nach ihrem Aussehen, Brechungsindex, den Erscheinungen in parallelem und in konvergentem polarisiertem Lichte und ihren charakteristischen Merkmalen besprochen und in zwei Tabellen zusammengestellt, nach denen die Identität der Substanz leicht zu ermitteln ist. *Wachsmuth.*

G. Breit. A correspondence principle in the Compton effect. *Phys. Rev.* (2) **27**, 362—372, 1926, Nr. 4. Das hier formulierte Korrespondenzprinzip lautet: Die Frequenz und Intensität der gestreuten Strahlung ist ein passend gewähltes Mittel aus den entsprechenden, klassisch berechneten Größen für das ruhende Elektron und für das mit der endgültigen Rückstoßgeschwindigkeit bewegte Elektron. Es wird zunächst gezeigt, daß in der Tat die Streufrequenz das logarithmische Mittel aus den erwähnten beiden klassischen Frequenzen

ist. Entsprechend wird dann die klassische Streuintensität unter dem Streuwinkel θ berechnet für den Fall, daß das Elektron sich mit der zugehörigen Rückstoßgeschwindigkeit bewegt; für den Fall des ruhenden Elektrons gilt andererseits der bekannte Thomsonsche Ausdruck $J_{\theta c}$ für die klassische Streuintensität. Als passender Zwischenwert zwischen den beiden erweist sich:

$$J_{\theta} = J_{\theta c} \left(\frac{\nu_{\theta}}{\nu_0} \right)^3,$$

wo ν_0 die einfallende Frequenz, ν_{θ} die nach der Comptonschen Theorie verkleinerte Streufrequenz ist. Der Mittelungsprozeß, durch welchen dieser Ausdruck für J_{θ} gewonnen wird, ist dabei ganz analog demjenigen, durch welchen vorher die richtige Streufrequenz ν_{θ} gefunden wurde, d. h. Streufrequenz und Streuintensität lassen sich klassisch aus demselben Zwischenzustand zwischen Anfangs- und Endzustand berechnen. Diese Formel für die Streuintensität ist in befriedigender Übereinstimmung mit dem bisherigen, allerdings recht spärlichen Beobachtungsmaterial. (Dieselbe Formel hat kürzlich Dirac aus der neuen Quantenmechanik abgeleitet. Der Ref.) Bothe.

Wolfgang Finkelburg. Absorption von Glimmer im ultravioletten Lichte. Naturwissensch. 14, 919, 1926, Nr. 40. Alle Glimmerarten absorbieren durchweg schon in mittleren Schichtdicken ziemlich stark. Die geringste Absorption zeigen die untersuchten Rubysarten. Bei den geringsten Schichtdicken (0,03 mm) lag die Durchlässigkeitsgrenze bei 2900 Å.-E., bei $\frac{3}{4}$ mm Dicke bei 3500 Å.-E. Die grünen Sorten lassen bei $\frac{1}{2}$ mm Dicke nur noch Spuren ultravioletten Lichtes durch. Am stärksten absorbiert der in der Durchsicht tiefbraune Madagaskar-Amber, der schon in 0,1 mm Schichtdicke nichts mehr durchläßt.

Güntherschulze.

Antonio Carrelli. Über das Tyndallphänomen. ZS. f. Phys. 24, 37–40, 1924, Nr. 1. Bei Durchstrahlung eines trüben Mediums (hergestellt durch Zusatz einiger Tropfen H_2SO_4 zu einer wässrigen Lösung von Natriumhypersulfit) mit polarisiertem Lichte wird in einer Ebene senkrecht zum Primärstrahl neben dem normalen Tyndalleffekt, dessen Intensität ihr Maximum in einer Richtung senkrecht zum elektrischen Vektor des Primärstrahls \mathcal{E} besitzt, noch eine weitere zerstreute Strahlung in der Richtung von \mathcal{E} beobachtet. Diese Strahlung hat eine beträchtlich kürzere mittlere Wellenlänge als der normale Tyndalleffekt, und ihr elektrischer Vektor schwingt parallel zur Richtung des Primärstrahls.

Peter Pringsheim.

E. J. Williams. The Compton Effect and the Reflexion of X-Rays by Crystals. Phil. Mag. (7) 2, 657–674, 1926, Nr. 9. Die Arbeit behandelt die Frage, welchen Einfluß der Comptoneffekt an den Elektronen eines Kristallgitters auf die Reflexion haben könnte. Es entsteht zunächst die Frage, ob die Comptonsche Streustrahlung interferenzfähig ist. Wenn dies der Fall wäre, so müßte man entsprechend der Vorstellung der virtuellen bewegten Oszillatoren mit einem bewegten Elektronengitter rechnen, was Abweichungen vom Bragg'schen Gesetz ergeben würde. Derartige Abweichungen sind nie beobachtet worden, obwohl sie genügend groß sein müßten. Daher ist zu schließen, daß die modifizierte Strahlung keine Interferenzen ergibt, sondern nur die unmodifizierte Strahlung. Da nun aber modifizierte und unmodifizierte Strahlung zusammen der klassischen Streuung entsprechen, so wirkt der Comptoneffekt dahin, daß die für den Strukturfaktor maßgebende Streuintensität kleiner wird, als sich klassisch berechnen würde. Dieser Einfluß, dessen Größe vom Kristall, von der Wellenlänge und dem Reflexionswinkel abhängt, wird eingehend diskutiert für $Rh K\alpha$ -Strahlung,

gestreut an Flußspat. Dabei werden zugrunde gelegt einerseits die klassischen Berechnungen des Strukturfaktors von Hartree (Phil. Mag. 1, 289, 1926), andererseits die Theorie von Jauncey für das Intensitätsverhältnis der modifizierten und unmodifizierten Streustrahlung. Zum Vergleich werden Messungen der Intensität der Reflexion von James und Randall herangezogen (Phil. Mag., Mai 1926). Die Abweichungen der gemessenen Intensitäten von den klassisch berechneten liegen in der Tat in der Richtung, wie es bei Berücksichtigung des Comptoneffektes zu erwarten ist. — Eine Erklärung dafür, daß die modifizierte Streustrahlung nicht interferenzfähig ist, sieht Verf. darin, daß der Weg, welchen der virtuelle Oszillator während der Dauer des Streuprozesses zurücklegt, groß gegen die Gitterkonstante sein könnte. *Bothe.*

B. Quarder. Über Polarisation bei Quecksilberstoßleuchten. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 21–22, 1926, Nr. 2. Verf. untersucht die Polarisation von Hg-Stoßleuchten bei Elektronengeschwindigkeiten zwischen 16 und 15000 Volt, indem er das unzerlegte Licht durch ein Kalkspatprisma hindurch mit einer Quarzlinse photographiert. Eichung der photographischen Anordnung geschieht mit Hilfe eines in der gleichen Apparatur erzeugten Hg-Kanalstrahles, der bei dem verwendeten Dampfdruck unpolarisiertes Licht aussendet. Bei 16 Volt zeigt das Gesamtleuchten partielle Polarisation parallel zum Elektronenstrahl, die mit steigender Spannung abnimmt und bei etwa 100 Volt nicht mehr nachweisbar ist. Bei weiterer Geschwindigkeitssteigerung schlägt der Vektor der partiellen Polarisation um. Sein Betrag nimmt mit steigender Spannung zu. Schon bei etwa 1500 Volt kann visuell partielle Polarisation senkrecht zum Elektronenstrahl beobachtet werden. Mit einem lichtstarken Spektrographen, in dessen Kollimatorrohr ein Quarz-Wollastonprisma eingebaut war, wurde das Stoßleuchten zunächst bei Elektronengeschwindigkeiten zwischen 16 und 100 Volt spektral zerlegt. Es zeigt sich, daß für die partielle Polarisation im wesentlichen Linien verantwortlich sind, die eine $^3P^3D$ - oder $^1P^1D$ -Kombination darstellen. Für Elektronengeschwindigkeiten nahe der Resonanzspannung konnte die von Ellet, Foote und Mohler gefundene partielle Polarisation der Resonanzlinie 2536,7 senkrecht zum Elektronenstrahl bestätigt werden. Die Versuche werden fortgesetzt. *Quarder.*

J. Duclaux et P. Jeantet. Mesures du pouvoir rotatoire du quartz dans l'ultraviolet. Journ. de phys. (6) 7, 200–203, 1926, Nr. 7. Die Bestimmung der Rotationsdispersion des Quarzes im Ultravioletten erfolgt an einer 40 mm dicken Quarzplatte auf photographischem Wege nach dem Brochschens Verfahren unter Verwendung von schwarzen Glasplatten als Polarisatoren und bei Beleuchtung mit dem Lichtbogen zwischen Aluminiumelektroden. Im Spektralbereich zwischen $\lambda = 0,40$ und $0,22 \mu$ stimmen die neuen Beobachtungen mit den früheren von Soret und Sarasin gut überein. Es werden die folgenden Drehungen (α) in Kreisgraden bei 20°C für 1 mm Kristalldicke mitgeteilt:

λ in Å.-E.	$(\alpha)_{20}$	λ in Å.-E.	$(\alpha)_{20}$	λ in Å.-E.	$(\alpha)_{20}$
3087,60	91,19	2269,09	200,90	1935,18	322,76
2816,33	114,10	2263,34	202,27	1930,30	325,31
2660,40	131,60	2210,03	216,50	1862,09	365,6
2631,74	135,38	2174,02	226,91	1857,35	368,6
2575,11	143,10	1989,79	295,65	1853,98	370,9
2568,00	144,09				

Die Schlußbemerkung der Verff., solche Drehungsbestimmungen bei $0,19 \mu$ könnten für Längenmessungen von Quarzstäben von Bedeutung werden, trifft nicht zu, weil der Wert (α) selbst für optisch homogene Quarze verschiedener Sorte um einige hundertstel Prozent schwankt, also längst nicht hinreichend konstant ist. *Schönrock.*

Maria Luigia Pagliarulo. Della dispersione rotatoria e rifrattiva delle soluzioni acquose dell'acido tartarico destrogiro. *Lincei Rend.* (6) **4**, 199–203, 1926, Nr. 5/6. An wässrigen Lösungen der rechtsdrehenden Weinsäure wird gezeigt, daß die Kurven, welche die Abhängigkeit des Rotationsvermögens von der Wellenlänge veranschaulichen, ein Maximum besitzen, das bei Verkleinerung der Konzentration sich ein wenig nach kleineren Wellenlängen verschiebt. Die Kurven für die Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Wellenlänge laufen völlig normal; hingegen tritt bei den Kurven, bei denen die Zunahmen Δn für 100 Å.-E. die Ordinaten sind, ein Sprung bei der Wellenlänge auf, wo die Rotationsdispersionskurve ihre Maxima hat. *Kauffmann.*

V. Ambarzumian und N. Kosirev. Über die Beschaffenheit der sichtbaren Sonnenoberfläche. *ZS. f. Phys.* **39**, 54–68, 1926, Nr. 1. Die sichtbare Sonnenoberfläche ist ein Sammelbild von maximal ausstrahlenden Schichten entsprechend verschiedenen Wellenlängen, d. h. Schichten, die uns die größte Menge von Strahlenergie zukommen lassen. Diese Schichten sind in verschiedenen Höhen gelagert, einander nicht ähnlich (nicht konzentrisch) und haben keine genaue sphärische Form; außerdem ist sowohl ihre Höhe als auch Form mit der Zeit veränderlich. *Scheel.*

Louis V. King. Gyromagnetic electrons and a classical theory of atomic structure and radiation. *Science* **63**, 504, 1926, Nr. 1637. [S. 175.] *Bothe.*

Ig. Tamm. Zur Quantenmechanik des Rotators. *ZS. f. Phys.* **37**, 685–698, 1926, Nr. 9. [S. 167.] *Kratzer.*

Gregor Wentzel. Zur Quantentheorie des Röntgenbremsspektrums. *ZS. f. Phys.* **27**, 257–284, 1924, Nr. 4. [S. 169.] *G. Wentzel.*

Otto Laporte. Über die Grundterme der Spektren der ersten und zweiten großen Periode. *ZS. f. Phys.* **39**, 123–129, 1926, Nr. 2/3. Verf. stellt folgende empirische Regel auf für die Lage der Grundterme im Bogen- und Funkenspektrum der Elemente der langen Perioden des periodischen Systems: Bedeutet z die Zahl der Leuchtelektronen, die, von dem nächst vorhergehenden Edelgas an gerechnet, bei einem Atom hinzugekommen sind, so sind die tiefsten Terme der Bogenspektren vom Typus $(d^z - 2s^2)$ oder $(d^z - 1s)$ und die der Funkenspektren vom Typus $(d^z - 2s)$ oder $(d^z - 1)$. (Dabei bedeutet der Index rechts oben die Zahl der d - bzw. s -Elektronen.) Es zeigt sich nun, daß bei den Elementen Ca, Ti, Cr, Fe und Cu, wo die tiefsten Terme des Bogen- und Funkenspektrums bekannt sind, die Differenz $\Delta = [(d^z - 2s^2) - (d^z - 2s)] - [(d^z - 1s) - (d^z - 1)]$ stets positiv ist, zwischen 4000 bis 9000 cm^{-1} schwankt und einen bestimmten Gang mit der Atomnummer hat. Auf Grund dieser Regel können nun bei den Elementen, bei denen nicht alle vier Terme bekannt sind, Voraussagen gemacht werden über die relative Lage der tiefsten Terme, speziell über die Frage, welche Grundterme für die Bogen- und Funkenspektren zu erwarten sind. Dies wird für die Elemente der Gruppen Ca bis Cu und Sr bis Ag durchgeführt.

W. Grotrian.

Mme P. Curie. Sur l'application de la théorie de Compton au rayonnement β et γ des corps radioactifs. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 97–108, 1926, Nr. 4. Die von einem Radioelement ausgesandten monochromatischen γ -Strahlen unterliegen der Zerstreuung entweder schon an den Elektronen des Mutteratoms oder aber an denen der umgebenden Atome. Hierbei muß der Comptoneffekt Platz greifen, bei dem erstens die Wellenlänge der Strahlung geändert wird, zweitens sekundäre Elektronenstrahlen, die Rückstoßelektronen, erzeugt werden. Da sowohl die Wellenlängenänderung als auch die Energie der Rückstoßelektronen vom Streuwinkel abhängt, die ursprünglichen γ -Strahlen aber gleichmäßig über alle Richtungen verteilt sind, so wird die beobachtete Streustrahlung inhomogen sein, und auch die Rückstoßelektronen werden eine breite Energieverteilung aufweisen. Diese Energieverteilungsgesetze werden aus der Comptonschen Formel für die Streuintensität abgeleitet. Während die Streuquanten sich auf ein beiderseits von endlichen Energiewerten begrenztes Intervall verteilen, erstreckt sich die Verteilung der Rückstoßelektronen von Null bis zu einer gewissen Maximalenergie. Für die Rückstoßelektronen wird außer der Verteilung der Energie noch diejenige des Impulses und seines reziproken Wertes berechnet, weil diese bei den beiden hauptsächlich benutzten Formen des β -Strahlenspektrographen direkt zur Beobachtung kommen. Die gestreuten γ -Strahlen können ihrerseits wieder Photoelektronen auslösen, welche dann ebenfalls eine Energieverteilung aufweisen, die sich derjenigen der Rückstoßelektronen teilweise überlagern kann. Die Resultate können zur Diskussion magnetischer β -Strahlenspektren dienen. Bündige Schlüsse lassen sich jedoch aus den bisherigen Versuchen nicht ziehen. *Bothe.*

Fritz Kohlrusch. Die photographische Platte im Dienste der Spektralanalyse des Atomkerns. Photogr. Korresp. 62, 113–119, 1926, Nr. 3. Beschreibung der theoretischen und instrumentellen Grundlagen bei den photoelektrischen Wellenlängenmessungen der γ -Strahlen an Hand der Beobachtungen von J. Thibaud (diese Ber. 7, 125, 1926). Bei den letzteren werden von den zu untersuchenden γ -Strahlen Photoelektronen in fremden Atomen (Cu, Ag, Sb, Ce, W, Pt, Pb, U) ausgelöst und deren Energien E_β aus dem Verhalten im transversalen Magnetfeld bestimmt; aus der photoelektrischen Grundgleichung $h\nu = E_\beta + A$ wird $h\nu$ berechnet, indem A als bekannt vorausgesetzt wird. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß man auch ohne Verwendung der einem fremden Erfahrungskomplex zu entnehmenden A -Werte (Ablösungsarbeiten) die γ -Energie finden kann, wenn man mit Rücksicht auf die angenäherte Gültig-

keit von $Ak = \frac{C}{k^2} \cdot N^2$ (k Hauptquantenzahl, N Atomnummer) E_β gemäß

der Gleichung $E_\beta = h\nu - \frac{C}{k^2} N^2$ als $f(N^2)$ aufträgt und durch sichere Extrapolation auf $N^2 = 0$ das gesuchte $h\nu$ bestimmt. Die so gefundenen Werte unterscheiden sich nur unwesentlich von den Angaben Thibauds, sind aber frei von den Unsicherheiten der röntgenologischen A -Bestimmung. Die von Thibaud in den einzelnen Elementen gefundenen E_β -Werte ordnen sich völlig frei von jeder Willkür in der obigen Darstellung zu Geraden an, deren Neigung verschieden ist, je nachdem es sich um Ablösungen aus der K - oder aus der L -Schale handelt.

K. W. F. Kohlrusch.

Robert S. Mulliken. On a class of onevalence-electron emitters of band spectra. Phys. Rev. 26, 561–572, 1925, Nr. 5. Der Verf. betrachtet Moleküle, die neun Valenzelektronen über die abgeschlossenen Atomshalen haben und nimmt an, daß hier acht Elektronen eine der Atomshale analoge

Achterschale bilden und ein Elektron als Valenzelektron übrigbleibt. Dies gilt für BeF, BO, CN, MgF, AlO, SiN, die in Parallele mit Si bzw. Na gesetzt werden. Zur ersten Gruppe gehört auch CO^+ , N_2^+ . Die Bandenaufspaltung ist nach der Auffassung des Ref. in zweifacher Weise möglich, entweder als Elektronentermaufspaltung oder als Rotationsaufspaltung. Die erste Art wird nach dem Verf. repräsentiert durch die α -Banden von BO, durch die Banden der Halide der alkalischen Erden, die β - und γ -Banden von NO, die roten CN-Banden und durch die Dublettbanden von CO^+ . Mit Ausnahme der β -NO-Banden sind diese Dublettbanden nochmals in zwei Kanten aufgespalten, doch ist es wahrscheinlich, daß diese Kanten zu einem Q - und R -Zweig gehören. Die sogenannten Kometenschwanzbanden und die erste negative Gruppe der Kohlebanden gehören wahrscheinlich zu CO^+ , das dieselbe Elektronenzahl wie BO hat. Die Kometenschwanzbanden sind äußerlich mit den α -BO-Banden ähnlich, auffallend ist die gleiche Größe des Elektronendubletts ($\Delta\nu = 126$). In gleicher Weise entsprechen sich die erste negative Kohlenstoffgruppe und die β -BO-Banden. Auch ist bei beiden Molekeln ein System von Kombinationsbanden vorhanden. Den Kometenschwanzbanden und α -BO-Banden entsprechen wieder die roten Cyanbanden. Charakteristisch ist, daß in allen drei Fällen die langwellige Elektronendublett-komponente die größere Intensität hat (verkehrter p -Term). Aus der Größe der Schwingungsfrequenz kann man schließen, daß in allen Fällen der erste angeregte Zustand weniger stabil ist als der nächste Anregungszustand. Die Verschiedenheit der Aufspaltung in den Termen zusammen mit Folgerungen aus dem Auswahlprinzip läßt darauf schließen, daß der unangeregte und der zweite angeregte Term s -Terme, der erste angeregte (Dublettterm) ein verkehrter p -Term ist. Den violetten CN-Banden entsprechen in jeder Hinsicht die N_2^+ -Banden, mit Ausnahme des Intensitätswechsels innerhalb der Zweige, der eine Eigenart der Homopolaren zu sein scheint. Die SiN-Banden entsprechen den violetten Cyanbanden. Ein genaues Analogon zu den roten Cyanbanden ist zwar bei SiN nicht gefunden, doch existiert eine doppelkantige SiN-Bande, deren Endterm mit dem Anfangsterm der gesuchten roten Bande identisch sein könnte. Die sogenannten Aluminiumbanden sind wahrscheinlich nach Größe des Trägheitsmoments und der Oszillationsfrequenz dem AlO zuzuschreiben und entsprechen dann den BO-Banden. Während diese Einvalenzelektronenbanden den Alkalien entsprechen, müßten die Banden von CO, NO^+ , N_2 , SiO den alkalischen Erden entsprechen. Dreivalenzelektronenbanden entsprechen der Reihe der Erden mit geradzahlgiger Multiplizität. Moleküle vom Typ LiF, HF, BeO, BN haben kein Valenzelektron. Dem entspricht ein Fehlen der Elektronenbanden bei den Haliden und BN. In Widerspruch ist damit das Auftreten von Banden bei den Oxiden der Erdalkalien.

Kratzer.

E. C. Kemble and D. G. Bourgin. Relative intensities of band lines in the infrared spectrum of a diatomic gas. *Nature* **117**, 789, 1926, Nr. 2953. Bei den Intensitätsformeln für die Rotationsschwingungsbanden bleibt die Bestimmung des Gewichts der Quantenzustände (Apriori-Wahrscheinlichkeit) zweifelhaft. Die auf der Summationsregel beruhenden Theorien von Fowler und Dieke verlangen $p = 2m = 1, 3, 5$, während die Theorie von Kemble auch $p = 2m + 1$ zuläßt. Für den Mittelwert von p , zu dem der Absorptionskoeffizient proportional ist, liefert die erste Annahme 2, 4, 6, 8, ... Um eine Entscheidung zwischen den beiden Gewichtswahlen treffen zu können, haben die Verf. die Absorptionsbande von HCl bei $3,46 \mu$ bei sehr dünnen Absorptionsschichten untersucht. Sie finden bei der ersten Gewichtswahl zwischen der Kembleschen Formel und der Erfahrung eine Übereinstimmung innerhalb

von 3 Proz., nur bei zwei Linien einen Fehler von 4 Proz. Die zweite Annahme über die Gewichte ($p = 2m + 1$) gibt Fehler bis zu 10 Proz., so daß damit die Annahme $p = 2m = 1, 3, 5$ von der Erfahrung gefordert wird. Auch die theoretische Forderung von Kemble, daß in Absorption der positive Zweig stärker ist, wird bestätigt. Bemerkenswert war die starke Absorption von HCl auch in dünnen Schichten.

Kratzer.

Edwin C. Kemble. Über die Intensitäten von Bandenlinien. ZS. f. Phys. **35**, 286—292, 1925, Nr. 4. Der Verf. hat früher für die Rotationsschwingungsbanden eine Intensitätsformel abgeleitet, bei der der leitende Gedanke das Bohrsche Korrespondenzprinzip und das Prinzip der Stetigkeit der Intensität beim Einsetzen eines elektrischen oder magnetischen Feldes ist. Die Formel verlangte, daß in der Absorption der positive Zweig (R) der intensivere war. Während die Richtigkeit dieser Forderung früher an den Beobachtungen nicht geprüft werden konnte, wird sie nun bestätigt gefunden an Messungen von Brinsmade und Kemble bei HCl, HBr und CO und durch Bourgin bei HCl. Durch Vergleich seiner Formeln mit den Intensitätsformeln für Zeemankomponenten und durch die Benutzung des Korrespondenzprinzips für den Zusammenhang der Elektronenbewegung im Molekül mit Rotation und Schwingung und Summation über die Zeemankomponenten gelangt der Verf. zu einer Intensitätsformel $I_k = A_k p e^{-\epsilon/kT}$. Der Index k bezieht sich auf den Zweig (P -, Q -, R -Zweig), \bar{p} ist mittlere Apriori-Wahrscheinlichkeit von Anfangs- und Endzustand. Bei Molekülen ohne Präzession wird $A_Q = 0$. Im allgemeinen Falle sind die Verhältnisse der A_k nicht konstant, sondern verändern sich mit wachsender Gesamtquantenzahl. Gegen die Intensitätstheorien von Fowler und Dieke wendet der Verf. ein, daß sie das Korrespondenzprinzip verletzen, da gleiche Intensität im positiven und negativen Zweige nach dem Korrespondenzprinzip nur möglich ist, wenn die Elektronenbewegung im mitrotierenden System geradlinig ist, während bei den genannten Theorien in einer zweizweigigen Bande immer Intensitätsgleichheit kommt. Für Rotationsschwingungsbanden stimmen alle Formeln überein, wenn $p = 2m = 1, 3, 5, \dots$ genommen wird.

Kratzer.

J. C. Slater. Alternating intensities in band lines. Nature **117**, 555—556, 1926, Nr. 2946. Eine Anzahl von Banden hat die Eigenschaft, daß in den Zweigen starke und schwache Linien miteinander abwechseln. Mecke schlägt vor, die Heliumbanden so zu deuten, daß jede zweite Linie ausfällt. Der Verf. geht von der Feststellung aus, daß ein vollständig symmetrisches Molekül (Hantelmodell mit gleichen Massen) bereits nach einer Rotation um π in einen vom Anfangszustand nicht unterscheidbaren Endzustand gelangt, so daß bei der Quantelung die Variable nur von 0 bis π läuft, so daß die Quantenbedingung lautet $p = n\hbar/\pi$, das Impulsmoment also den doppelten Wert wie sonst hat. Dies kann man auch so ausdrücken: Beim unsymmetrischen Molekül kommen alle Momente $m\hbar/2\pi$ vor, beim symmetrischen nur die Momente $2n\hbar/2\pi$. Der Verf. nimmt nun an, daß in dem Maße, in dem ein Molekül sich vom symmetrischen Modell entfernt, auch die Apriori-Wahrscheinlichkeit für die Momente $(2n + 1)\hbar/2\pi$ wächst. Der Intensitätswechsel müßte danach durch Wahrscheinlichkeiten von Anfangs- und Endzustand, nicht durch Übergangswahrscheinlichkeiten bedingt sein. Damit ist in Übereinstimmung, daß alle starken Linien für sich zu einer Reihe von stationären Zuständen und ebenso alle schwachen zu einer zweiten Reihe von stationären Zuständen gehören. Die Anwendung der Überlegung auf H_2O , NH_3 , CH_4 läßt dort je nach der Rotationsrichtung verschiedene Intensitäten kommen.

Kratzer.

Edward Condon. Theory of intensity distribution in band systems. Phys. Rev. (2) 27, 640, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nachdem Franck eine Erklärung für die großen Oszillationsquantensprünge beim schwingungslosen Ausgangszustand gegeben hat, wendet der Verf. die Überlegungen auf ein schwingendes Molekül an. Dabei ist wesentliche Annahme, daß beim Elektronensprung nur die Bindung, nicht der Abstand der Kerne geändert wird. Der Verf. kann eine Formel aufstellen, die die Oszillationsquantenzahl im angeregten Zustand als Funktion der Oszillationsquantenzahl im unangeregten Zustand, der Oszillationsfrequenzen, der Änderung des Kernabstandes und der Phase der Schwingung im Augenblick des Quantensprunges darstellt. Letztere Größe ermöglicht die Anwendung der Statistik und damit die Aufstellung einer Intensitätsformel für die Oszillation. Für AlO , CO , CO^+ , N_2 (zweite positive Gruppe), N_2^+ (erste negative Gruppe) findet der Verf. gute Übereinstimmung mit der Erfahrung. Kratzer.

David M. Dennison. On the Analysis of Certain Molecular Spectra. Phil. Mag. (7) 1, 195–218, 1926, Nr. 1. Mit Hilfe des Bohrschen Korrespondenzprinzips wird für einige ultrarote Spektren die Intensität aus dem Molekülmodell berechnet und mit der Erfahrung verglichen. Bei zweiatomigen Molekülen wird die Amplitude der Oberschwingungen in ihrem Verhältnis zur Grundschiwingung modellmäßig berechnet, die nötigen Daten werden den Frequenzen der betreffenden Spektren entnommen. Die Rechnung gibt bei HBr , HCl und CO ungefähre Übereinstimmung mit der Beobachtung. Bei der Berechnung der dreiatomigen Moleküle vom Typ XY_2 benutzt der Verf. als Modell ein gleichschenkliges Dreieck. Das Modell hat drei wirksame Schwingungen: X schwingt senkrecht zur Symmetrielinie in der Dreiecksebene oder X schwingt in der Richtung der Symmetrielinie gegen den Schwerpunkt von Y_2 , wobei die Atome Y noch zwei verschiedene Bewegungsmöglichkeiten haben. Die Kräfte werden für die Rechnung als Zentralkräfte zwischen den Atomen angesetzt. Für CO_2 kommt aus den beobachteten Frequenzen als Molekülmodell ein gleichschenkliges Dreieck mit einem Winkel von $145^\circ 14'$ an der Spitze. Die für die Intensität maßgebenden Koeffizienten werden für die drei Schwingungen 1,8, 0,01 und 1,8, während die Beobachtung 2,0, 0,5 und 1,8 liefert. Bei dem zweiten Werte ist die Übereinstimmung nicht befriedigend. Die Feinstruktur der CO_2 -Absorption wird durch die Rotation erklärt. Von den drei Trägheitsmomenten der Molekel sind zwei beinahe gleich, so daß das Molekül als symmetrischer Kreisel behandelt und die Schwarzschildsche Formel benutzt werden kann. Das Korrespondenzprinzip ergibt, daß in Verbindung mit der Schwingung längs der Figurenachse (senkrecht zur Symmetrielinie $4,25 \mu$) nur die Rotation senkrecht zur Figurenachse einen Beitrag zum Spektrum liefert. Es kommt eine wegen des verhältnismäßig großen Wertes des zugehörigen Trägheitsmoments enge Bjerrumsche Doppelbände. Ein Nullzweig ist zwar zu erwarten, jedoch muß er sehr schwach sein. Aus den Beobachtungen von Barker folgt mit Berücksichtigung der Temperatur für das Trägheitsmoment $48,6 \cdot 10^{-40}$. Bei der Schwingung senkrecht zur Figurenachse ($2,74 \mu$) verlangt das Korrespondenzprinzip eine gleichzeitige Änderung der Präzessionsquantenzahl um ± 1 mit einer Änderung der Rotationsquantenzahl um $0, \pm 1$. Die Erfahrung (zwei Doublets) stimmt damit überein, wenn man annimmt, daß die Moleküle nur im untersten und zweiten Präzessionsquantenzustand merkliche Häufigkeit haben. Das Trägheitsmoment wird $1,05 \cdot 10^{-40}$. Das Verhältnis der beiden Trägheitsmomente mit 46 ist mit dem rechnerischen Werte 38 verträglich. Auch das aus der Dielektrizitätskonstanten abgeleitete elektrische Moment widerspricht nicht dem Modell. Für ein Molekül XY_3 wird

angenommen, daß im Normalzustand die drei Y-Atome ein gleichseitiges Dreieck bilden und daß das X-Atom nicht in der Dreiecksebene liegt. Die Kräfte werden wieder zentral angenommen. Das Modell hat vier Schwingungsfrequenzen, von denen zwei Doppelwurzeln der charakteristischen Determinante sind. Nach Schierkolk hat NH_3 vier stärkere und zwei schwache Banden. Werden diese als Oberschwingungen (Hettner) oder Verunreinigungen betrachtet, so läßt sich das symmetrische Modell auf NH_3 anwenden. Die theoretische Formel enthält drei Konstanten. Berechnet man diese aus den drei von Coblenz und Schierkolk beobachteten Banden, so ergeben sich zwei Werte für die vierte Bande, die sehr nahe bei der beobachteten liegen. Die berechneten Intensitäten stimmen mit der Erfahrung befriedigend überein, solange man nur Schwingungen mit gleicher Schwingungsrichtung (senkrecht bzw. parallel zur Symmetrieachse) vergleicht. Der Verf. berechnet dann noch die absolute Absorption der von ihm betrachteten Moleküle, wobei er von der Absorptionsformel für einen harmonischen Oszillator ausgeht. Es zeigt sich, daß die aus der tatsächlichen Absorption berechnete „effektive“ Ladung der Dipole wesentlich kleiner ist, als sie einem Modell mit punktförmigen Ionen entspricht, so daß also die Deformation der Elektronenbahnen eine wesentliche Rolle spielt. Durch diese Feststellung werden auch die vorausgehenden theoretischen Entwicklungen beim drei- und vieratomigen Molekül in ihrer quantitativen Gültigkeit stark beeinflusst. *Kratzer.*

Snehamoy Datta. Regularities in Band Spectra. Phil. Mag. (6) 48, 673—692, 1924, Nr. 286. Der Verf. bespricht zunächst an Hand der bekannten theoretischen Formeln die verschiedenen Möglichkeiten für die Anordnung der Teilbanden in einem System, soweit sie durch die Oszillationsterme bedingt sind. Er wendet dann die Formel auf die erste positive Stickstoffbandengruppe an, deren Kanten er abweichend von früheren Autoren anders zusammenfaßt. Als Begründung dient die bessere Übereinstimmung mit Forderungen der Theorie (Größenordnung der Oszillationsfrequenz, Intensitätsveränderung bei tiefen Temperaturen usw.). Als theoretische Forderung stellt der Verf. auch auf, daß der Oszillationssprung Null nur zum oszillationslosen Zustand gehöre, und findet hierfür eine Bestätigung in der Gruppe $1,06 \mu$, bei der nur eine Teilbande beobachtet ist. (Das Korrespondenzprinzip und die Erfahrung bei anderen Spektren stimmen damit nicht überein. Der Ref.) Die Banden des nachleuchtenden Stickstoffs werden dadurch verstanden, daß bei der hohen Energiekonzentration höher angeregte Zustände stabil sind. Die Oszillationsfrequenz für sich allein entspricht einer ultraroten Schwingung bei $5,73 \mu$. Der Verf. glaubt hiermit die von Coblenz beobachtete Absorption zwischen $4,8$ und $6,5 \mu$ in Zusammenhang bringen zu können. Aus der empirischen Kantenformel wird die maximale Frequenz berechnet und diese mit der Ionisierungsspannung identifiziert. Der Zahlenwert $7,6$ Volt wird dem empirischen Werte $7,9$ Volt von Franck, Hertz und Brandt zugeordnet. *Kratzer.*

J. W. Nicholson. The General Nature of Band Spectra. Phil. Mag. (6) 50, 650—662, 1925, Nr. 297. Der Verf. geht davon aus, daß der Abstand von zwei Massen, die sich ähnlich dem Kerne und Elektron im Bohrschen Wasserstoffatom bewegen, proportional ist n^2/μ (n Quantenzahl, μ reduzierte Masse). Setzt man für μ die Kernmasse ein, so kommt man auch bei großen Werten von n ($n \sim 50$) zu molekularen Dimensionen. Daraus vermutet der Verf., daß auch die Bandenspektren durch Balmerterme N/n^2 (N Rydbergzahl) darzustellen seien und nicht durch Terme rotierender Moleküle. Diese Vermutung wird bestätigt durch die Heliumbanden, die, wie Fowler und der Verf. gezeigt haben, einer Rydbergformel genügen. Wegen der Wechselwirkung der elektrostatischen

Anziehung der Elektronen und Kerne muß aber in den meisten Fällen eine Abschirmungskonstante (in Analogie zu den Ringatomen zu berechnen) berücksichtigt werden, so daß die Frequenz durch die abgeänderte Rydbergformel $\nu = aN [1/(n_1 + \mu_1)^2 - 1/(n_2 + \mu_2)^2]$ gegeben wird. Der Zeemaneffekt ist analog den Linienspektren dann zu erwarten, wenn $a = 1$ ist, also die Abschirmung nicht zu berücksichtigen ist. Als allgemeinste Formel bei Berücksichtigung aller Freiheitsgrade ist zu erwarten (die Ableitung wird für später in Aussicht gestellt)

$$\nu = N' / [q + \mu + a(m + \alpha_1)^2 + \beta(r + \beta_1)^2]^2 \\ - N' / [q' + \mu + a(m' + \alpha_1)^2 + \beta(r' + \beta_1)^2]^2$$

(N' abgeänderte Rydbergzahl, q, q', m, m', r, r' ganze Zahlen). Die Quantenzahlen q, q' sind den Elektronenbahnen, m, m', r, r' den Freiheitsgraden der Kerne zuzuordnen. Die Koeffizienten a, β sind klein (sie sollen vom Verhältnis m/M Elektronen- zu Kernmasse abhängen), so daß eine binomische Entwicklung die Deslandressche Formel liefert. Fallen empirische Entwicklungsglieder aus (z. B. festgehaltener Anfangsoszillationszustand im Sinne der üblichen Theorie bei Absorptionsbanden), so bedeutet das Wegfallen von Freiheitsgraden durch Entartung. Für die Theorie spricht, daß die Deslandressche Näherungsformel nicht ausreicht für Wasserstoff, wo m/M den größten Wert hat und die Entwicklungsglieder nicht vernachlässigt werden können. Der Verf. zeigt, daß alle Arten von Bandenspektren durch seine Formel erfaßt werden. Kratzer.

Robert S. Mulliken. Systematic relations between electronic structure and band-spectrum structure in diatomic molecules. I. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 144–151, 1926, Nr. 3. Der Verf. geht aus von dem bekannten Bandenrotationsterm $B(\sqrt{j^2 - \sigma^2} \mp \epsilon)^2$ und sucht in Erweiterung einer Arbeit des Ref. aus dem empirischen Material mittels des Korrespondenzprinzips Aufschlüsse über die Elektronenbewegung zu bekommen. Er stützt sich dabei auf Analogien zwischen Atom- und Molekülspektren, die von ihm, Birge und Mecke hervorgehoben wurden. Das vom Ref. früher den Elektronen zugeschriebene Impulsmoment $\frac{1}{2}$ bei den Cyanbanden wird in Analogie mit den halben Quantenzahlen des Na-Valenzelektrons in der $2S$ -Bahn gebracht und speziell dem „Valenzelektron“ in CN, bei dem die Elektronenanordnung $2 + 2 + 8 + 1$ vorausgesetzt wird. In Verallgemeinerung dieser Annahme kommt der Verf. zu folgenden Postulaten: 1. Der Elektronenzustand eines jeden Moleküls kann durch eine den Atombezeichnungen völlig entsprechende Termbezeichnung (z. B. $1S, 2P$) beschrieben werden. Jedem Term entspricht ein Elektronenvektor j_e , der mit der Sommerfeldschen inneren Quantenzahl j zusammenfällt. 2. Der Vektor j_e geht als σ und ϵ in die Kramers-Paulische Formel ein. 3. Der Vektor j ist ganz- oder halbzahlig, je nachdem die Elektronenzahl ungerade oder gerade ist. Es gilt für ihn das Auswahlprinzip $\Delta j = 0, \pm 1$. Ergänzend wird bemerkt: Das gewöhnliche Auswahlprinzip ist bei Molekülen teilweise außer Kraft gesetzt insofern, als Übergänge zwischen S -Termen erlaubt sind. Wenn j_e nicht genau parallel zur Molekülrotation ist, so kommt eine kleine Aufspaltung, herrührend von einem kleinen σ . Im $1S$ -Term fehlt das Rotationsdublett. In den meisten Fällen sind die S -Bahnen mit ϵ -Lagen (nur ϵ von Null verschieden), die P - und D -Bahnen mit σ -Lagen verbunden. Bei H-Verbindungen läuft das Elektron in einer ϵ -Bahn ($\epsilon = \frac{1}{2}$); das Elektron ist in Verbindungen mit ungeraden Atomen ZnH, CdH, HgH, CuH, AgH, AuH, AlH mit einem $2S$ -Atomelektron gekoppelt, so daß die Gesamtmultiplizität um 1 vermindert wird. Sommerfelds innere Quantenzahlen stellen das wirkliche resultierende Elektronenimpulsmoment dar. Das H-Atom hat das Moment $j_e = \frac{1}{2}$ wie ein Alkali. Kratzer.

Robert S. Mulliken. Systematic relations between electronic structure and band-spectrum structure in diatomic molecules. II. The ZnH, CdH, and HgH molecules and their spectra. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 151–158, 1926, Nr. 3. Da empirisch immer nur Termdifferenzen vorliegen, so kann in der im vorigen Referat angegebenen Termformel, falls eine der Konstanten ε oder σ klein ist oder verschwindet, immer nur $(j - \varepsilon)$ bestimmt werden. Über die Ganz- oder Halbzahligkeit von j und ε können also zunächst keine Aussagen gemacht werden. Von Hulthén war ein Zusammenhang zwischen den Dublettaufspaltungen der Metallatome und dem Abstand der beiden Bandensysteme von ZnH, CdH, HgH festgestellt worden. Der Verf. vergleicht statt dessen die Bandensysteme mit den 2P -Aufspaltungen der im System vorausgehenden Atome, also mit Cu, Ag, Au. Die Aufspaltungen in den Molekülen sind: ZnH 330, CdH 1001, HgH 3683. Im $2p$ -Term der Atome sind sie Cu 248, Ag 921, Au 3815. Die Zuordnung ist zahlenmäßig ebenso günstig wie bei Hulthén und ist deshalb vorzuziehen, weil bei Hulthén die benutzten Terme dreifach sind und das Fehlen der einen Komponente unerklärt bleibt. Die Intensität ist auch beim Verf. verkehrt. Die Moleküldaten (Schwingungsfrequenz, Kernabstand) werden angegeben. Der Kernabstand zeigt keinen Gang mit dem Atomgewicht, z. B. ist im weniger angeregten Zustand der Abstand r 1,60, 1,76, 1,74 bei ZnH, CdH, HgH. (Dem Ref. scheint dies gegen die Annahme des Verf. zu sprechen, daß die Elektronenzustände hier als gleich aufzufassen sind, allerdings entspricht das Ionisierungspotential der Metalle dem Gange von r .) Die Werte $(j - \varepsilon)$ zeigen einen regelmäßigen Gang mit dem Atomgewicht. Die vom Ref. aufgefundenen Zahlenbeziehungen, die ihn bei einer der HgH-Banden auf andere Werte von ε schließen ließen, werden als zufällige Übereinstimmungen aufgefaßt. Werden nun die Anfangsterme als 2P_1 und 2P_2 aufgefaßt, so kann man $j_e = \frac{1}{2} = \sigma$ dem langwelligeren, $j_e = \frac{3}{2} = \sigma$ dem kurzwelligen Term zuordnen. j wird nach Postulat 3 der früheren Arbeit (vorausgehendes Referat) ganzzahlig. Da ε dann verschwinden muß ($j - \varepsilon$ ganzzahlig), so kann σ nicht bestimmt werden, und die Zuordnung ist möglich. Im unangeregten Term wird $\varepsilon = \frac{1}{2}$, j ganzzahlig in Übereinstimmung mit dem empirischen Werte. Der Verf. gelangt so zu den Rotationstermen für HgH:

$$F'_{1,2}(P_2) = 6,61(\sqrt{j^2 - 1,500^2} \mp 0,00)^2 - \dots$$

$$F'_{1,2}(P_1) = 6,56(\sqrt{j^2 - 0,483^2} \mp 0,13)^2 - \dots$$

$$F''_{12}(S) = 5,38(\sqrt{j^2 - 0,294^2} \mp 0,405)^2 - \dots$$

Trotz der großen Werte von σ ist die Abweichung von den Formeln des Ref. zahlenmäßig so klein, daß sie an den vorliegenden Beobachtungen nicht geprüft werden kann. Die ausfallenden Linien am Anfang der Zweige sind bedingt dadurch, daß j nicht kleiner als σ sein kann. Die Erfahrung ist mit dieser Forderung nicht in Widerspruch. Das Molekül im unangeregten Zustand soll aufgebaut sein aus einem neutralen Metallatom im 1S -Zustand ($j_e = 0$); daran ist ein H-Atom mit $j_e = \frac{1}{2}$ locker angelegt, wodurch ein 2S -Zustand entsteht ($\varepsilon = \pm \frac{1}{2}$). Die stärkere Bindung im angeregten Zustand wird so gedeutet, daß ein Metallelektron in eine $\sigma 2_s$ -Bahn übergeht. Das zweite Metallelektron in n_1 -Bahn hat zusammen mit dem 1_1 H-Elektron $j_e = 0$. Dieselbe Bindung liegt nach dem Verf. bei CuH, AgH, AuH und wahrscheinlich AlH vor. Die 2_s -Bahn ist analog der in einem Dublettatom mit zwei Termen 2P_1 und 2P_2 . Daß der Kernabstand bei P_1 und P_2 verschieden ist, weist auf verschiedene Lage oder Gestalt der Bahnen hin. Das Verschwinden von ε bei P_2 läßt erkennen, daß die Elektronenbahn senkrecht zur Figurenachse liegt, während bei P_1 , wo ε nicht Null ist, eine Neigung vor-

handen sein muß. Bei den CH-Banden, wo σ und ε gleichzeitig vorhanden ist, werden die beiden Komponenten wahrscheinlich einzeln auf je ein Atom zurückzuführen sein. Kratzer.

Hantaro Nagaoka. The Band Spectra and the Electronic Configuration of Nitrogen and Carbon Monoxide Molecules. Jap. Journ. Phys. 1, 49–57, 1922, Nr. 7/8; auch Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 1, 125–134, 1923, Nr. 8. Der Verf. weist zunächst auf die weitgehende Ähnlichkeit in den physikalischen Eigenschaften von N_2 und CO hin und gibt eine Liste einer großen Zahl von physikalischen Daten für beide Substanzen, die nahezu übereinstimmen; darunter sind Gefrierpunkt, Siedepunkt, Dichte beim Siedepunkt, kritische Temperatur, kritischer Druck, Konstanten in der van der Waalsschen Zustandsgleichung, Kompressibilität, Ausdehnungskoeffizient, Viskositätskoeffizient, Molekülgröße, freie Weglänge, Brechungsvermögen, Dielektrizitätskonstante, Permeabilität. Diese Übereinstimmung erklärt sich zum Teil aus dem gleichen Molekulargewicht, hauptsächlich aber aus der ähnlichen Elektronenkonfiguration nach Langmuir. Als Molekülmodell für N_2 wird zunächst ein Würfel angenommen, dessen acht Ecken mit Elektronen besetzt sind; im Innern befinden sich die zwei Kerne, die man nach dem Vorbild des Langmuir'schen Modells je von einem K-Ring umgeben denken kann, und die durch zwei weitere Elektronen nach Art des Bohrschen Wasserstoffmoleküls zusammengehalten werden. Bei CO ist die Anordnung im wesentlichen die gleiche, die Verschiedenheit der Kernladungen bedingt aber eine unsymmetrische Anordnung. Für die Bewegung der äußeren Elektronen wird dieser Unterschied nur wenig ausmachen, so daß dieselben spektralen Frequenzen erwartet werden. Aus den Beobachtungen der Bandkanten bei CO und N_2 stellt nun der Verf. fest, daß zahlreiche Kanten und auch Linien von CO mit solchen von N_2 nahezu zusammenfallen oder mit dem Mittel zwischen benachbarten Linien sich beinahe decken. Dabei werden aber nicht alle Stickstofflinien verwertet. Als neues Modell schlägt der Verf. vor, die 14 Elektronen entweder in einem flächenzentrierten Würfel oder in zwei Würfeln anzunehmen, die eine Kante gemeinsam haben. Je ein Kern ist im Innern eines Würfels. Die drei Rotationen um die drei Hauptachsen sollen dann die N_2 -Tripletts erzeugen, während bei CO die Bahnen der beiden Kerne wegen der Asymmetrie bei den Rotationen nicht zusammenfallen und ein Sextett erzeugen, das nach Messungen von Wolters dem CO zukommen soll. Die Langmuir'sche Anordnung und der flächenzentrierte Würfel würde nach dem Verf. als kugelähnlich den Wert 1,67 für c_p/c_v verlangen, während der Doppelwürfel in Übereinstimmung mit der Erfahrung 1,40 ergibt. Kratzer.

Robert S. Mulliken. The isotope effect in band spectra. II. The spectrum of boron monoxide. Phys. Rev. (2) 25, 259–294, 1925, Nr. 3. Das bisher dem BN zugeschriebene Bandensystem wurde durch neue Ausmessungen ergänzt. Es zerfällt in ein α -System mit doppelten Kanten zwischen 12000 und 3100 Å und in ein β -System mit einfachen Kanten zwischen 3700 und 2100 Å. Daneben fand Jevons schwächere Banden β' , die nun der B-Isotope 10 zugeschrieben werden. Zu erwarten ist ebenso eine α' -Bande. Das Spektrum wurde dadurch erzeugt, daß BCl_3 -Dampf in aktiven Stickstoff geleitet wurde. Die Aufnahmen wurden im Ultraviolett durch einen Hilgerquarzspektrographen, im Sichtbaren durch einen Hilgerglasspektrographen hergestellt. Als Vergleichslinien dienen die Eisen-, Kupfer-, Helium-, Argon- und Neonlinien. Die Wellenlängen und Wellenzahlen der beobachteten Bandenköpfe werden mit den zu-

gehörigen Oszillationsquantenzahlen und Intensitäten mitgeteilt. Sie genügen den Formeln

$$\nu_{\alpha'} = \left\{ \begin{matrix} 23\,652,2; & 23\,638,9 \\ 23\,526,0; & 23\,512,7 \end{matrix} \right\} + 1285,6 n' - 11,7 n'^2 - 1926,8 n'' + 12,21 n''^2,$$

$$\nu_{\alpha} = \left\{ \begin{matrix} 23\,661,6; & 23\,648,3 \\ 23\,535,4; & 23\,522,1 \end{matrix} \right\} + 1247,9 n' - 10,6 n'^2 - 1873,2 n'' + 11,68 n''^2,$$

$$\nu_{\beta'} = 42\,874,6 - 0,19 n' n'' + 1304,6 n' - 10,43 n'^2 - 1927,9 n'' + 12,66 n''^2,$$

$$\nu_{\beta} = 42\,880,9 - 0,17 n' n'' + 1268,8 n' - 9,98 n'^2 - 1872,9 n'' + 11,84 n''^2.$$

Das ungewöhnliche Glied mit dem Faktor $n' n''$ rührt daher, daß die Bandenköpfe, nicht die Bandenursprünge (Nulllinien) benutzt sind. Ist

$$\varrho = \sqrt{(1/M_2 + 1/M')/(1/M_1 + 1/M')}$$

(M_1 , M_2 Atomgewichte der Isotopen, M' der zweiten Komponente des Moleküls), so muß $\varrho = 1,0292$ sein für BO, $\varrho = 1,0276$ für BN. Das Verhältnis der Koeffizienten von n' bzw. n'' ist nach der Theorie der Banden gleich ϱ . Der empirische Wert ist $\varrho = 1,0291 \pm 0,0003$. Entsprechend liefern die Koeffizienten von n'^2 , n''^2 den Wert $\varrho^2 = 1,062 \pm 0,008$, während die Atomgewichte 1,0593 für BO, 1,0560 für BN fordern. Die Zahlen sprechen entschieden für BO, so daß dieses Molekül als Träger der Banden zu betrachten ist. Chemisch wird dieser Schluß gestützt. Die betrachteten Banden treten in B_2O_3 im Bogen in Luft auf, allerdings stärker in Stickstoff als in Sauerstoff. Erzeugt man die Banden aus BCl_3 mit 99,6proz. Stickstoff, den man während des Versuchs reinigt, so zeigen die Banden nach einer bestimmten Dauer des Reinigungsprozesses ein Maximum der Intensität. Beginnt man mit Stickstoff von der Reinheit 99,7 Proz., so wurden die Banden schwach, ihre Intensität nahm merklich zu, wenn Luft zugelassen wurde. Ganz gegensätzlich verhielt sich $SiCl_4$, das zur Erzeugung von SiN-Banden verwendet wurde, die ihre maximale Intensität nach vollständiger Reinigung des Stickstoffs bekamen. Der Verf. glaubt auf die chemischen Umsetzungen schließen zu können: $BCl_3 + N_2^+ \rightarrow BN' + NCl_3$; $BN + NO' \rightarrow BO' + N_2$ oder $BCl_3 + NO' \rightarrow BO + NCl_3$; $BO + N_2' \rightarrow BO' + N_2$ (die gestrichelten Moleküle sind angeregt). Bringt man in die positive Kohle des Bogens BN, B_6C oder B_2O_3 , so traten die BO-Banden immer auf, wenn der Bogen in Luft oder Sauerstoff brannte; in Stickstoff fehlten sie. Das gleiche gilt von den B_2O_3 -Banden. — In den angegebenen Formeln für die Bandenköpfe bleibt zunächst die Differenz in den konstanten Gliedern (42874,6 gegen 42880,9 usw.) unverständlich. Als Isotopieeffekt der Elektronenterme ist sie viel zu groß. Durch den Isotopieeffekt der Rotation wird sie nur vergrößert. Eine Deutungsmöglichkeit besteht darin, daß sie durch falsche Festlegung der Oszillationsquantenzahlen vorgetäuscht ist. Die Rechnung zeigt nun, daß die Differenz am kleinsten wird, wenn man die Numerierung des Oszillationstermniveaus halbzahlig macht. Der dann noch verbleibende Rest liegt innerhalb der Fehlergrenzen. Die BO-Banden sind nach Rot abschattiert; die Nulllinie liegt wahrscheinlich nahe an der Kante. Bei den β -Banden sind positive Zweige erkennbar, in einigen Teilbanden sind Linien eines schwachen negativen Zweiges erkennbar. Der Isotopieeffekt der Rotation ist mit der Theorie innerhalb der Fehlergrenzen in Einklang. Die Konstanten des Rotationsterms werden zahlenmäßig bestimmt. Die α - und β -Banden haben den Endterm gemeinsam. Durch Kombination der beiden Anfangsterme läßt sich ein drittes, nach Violett abschattiertes System berechnen. Mit einer Verschiebung um 3 Å.-E. ergibt sich volle Übereinstimmung zwischen einem berechneten und beobachteten Q-Zweig dieser Kombinationsbande für zwei der vier Terme der α -Bande. Die beiden angeregten Niveaus sind vergleichbar mit

dem $2p$ - und $3p$ -Term von Na, das wie BO neun Elektronen außerhalb der K -Schale hat. Die Anregungsspannungen von 2,9 bzw. 5,3 Volt bei BO entsprechen 1,8 bzw. 3,2 Volt bei CN (violett und rotes System) und 2,10 bzw. 3,74 Volt bei Na. Das Verhältnis ist bei allen dreien 1,8. Der verbotenen Linie $3p \rightarrow 2p$ bei Na entspricht die schwache Kombinationsbande bei BO. Das Ionisierungspotential wird in Analogie zu Na bei BO 7,0 Volt, bei CN 4,4 Volt. Der Gang des Ionisierungspotentials bei CN, BO 4,4, 7,0 Volt, CO, N_2 14 bis 15, 16,3 Volt, NO 9,4 Volt, O_2 16,1 Volt würde dem analogen Wechsel bei ungerader und gerader Elektronenzahl im Atom entsprechen. Der theoretischen Erwartung entsprechend, liegt das Intensitätsmaximum bei Erzeugung der Bande durch aktiven Stickstoff (niedere Temperatur) bei kleineren m -Werten als bei der Erzeugung im Bogen. Die Intensitätsverteilung auf den Oszillationsterm wird besprochen, sie entspricht nicht dem Temperaturgleichgewicht. Bemerkenswert ist, daß in dem einfachen β -System bei großen m -Werten die Linien im Bogen aufgespalten erscheinen in zwei gleich starke Komponenten, bei der Erzeugung im aktiven Stickstoff fehlt die eine Komponente. Kratzer.

O. S. Duffendack and Gerald W. Fox. Radiating potentials of the band systems of carbon monoxide. *Science* (N. S.) **64**, 277–278, 1926, Nr. 1655. Die Anregungspotentiale der CO- und CO'-Banden wurden ausgemessen und in Übereinstimmung mit der Termanalyse gefunden; nur beim Baldet-Johnson-System war eine andere Einordnung notwendig. Die Terme werden durch ein Diagramm dargestellt. Es zeigt sich, daß einige Teilbanden, die bisher dem CO zugeschrieben wurden, auf Verunreinigungen zurückzuführen sind, und daß andererseits einige zu erwartende Banden bisher nicht beobachtet wurden. Die Zerlegung der dritten positiven Gruppe in zwei Systeme bestätigt sich, neue Banden zwischen 3000 und 5000 Å wurden untersucht, die vielleicht dem CO_2 angehören. Kratzer.

E. Hulthén. Sur l'origine du spectre de bandes du mercure. *C. R.* **179**, 528–530, 1924, Nr. 11. Die sogenannten Zn-, Cd-, Hg-Banden werden einer Verbindung dieser Metalle mit einem leichten Element, Stickstoff oder Wasserstoff, zugeschrieben. Der Verf. stellt durch das Experiment fest, daß bei 1 mm Druck ein Wasserstoffstrom die Banden verstärkt, während ein Luftstrom sie schwächt. Dies spricht für die Vermutung des Ref., daß eine Wasserstoffverbindung vorliegt. Aus der theoretisch leicht zu deutenden Beziehung $\nu = \nu_{3728} + \nu_{4219} - \nu_{4017}$ (λ 4219 und 4017 gleichen Anfangsterm, λ 4017 und 3728 gleichen Endterm) wird dann eine neue Bande λ 3900 rechnerisch hergeleitet, deren Linien zum großen Teil in den Beobachtungen sich finden. Allerdings entziehen sich zwei der sechs Zweige der Beobachtung, ohne daß die entsprechenden Zweige in den anderen Banden merklich schwächer wären. Kratzer.

William W. Watson. Half-integral vibrational quantum numbers in the magnesium hydride bands. *Nature* **117**, 692–693, 1926, Nr. 2950. Die neue Quantenmechanik verlangt das Auftreten von halben Oszillationsquantenzahlen. Ihre Feststellung ist nur bei Isotopen möglich. Nachdem Mulliken bei BO solche halbe Quantenzahlen wahrscheinlich gemacht hat, zieht der Verf. aus seinen Beobachtungen bei Magnesiumhydrid den gleichen Schluß. Unter der Annahme halber Oszillationsquantenzahlen kommt hier bei der Fundamentalbande (λ 5211) eine theoretische Oszillationsisotopenaufspaltung von $\nu_{25} - \nu_{24} = -0,042 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $\nu_{26} - \nu_{24} = -0,082 \text{ cm}^{-1}$ (die Indizes geben die Atomgewichte von Mg). Die Beobachtungen geben für die Rotationsaufspaltung einen

Betrag, der um $0,029$ bzw. $0,073 \text{ cm}^{-1}$ zu groß ist. Die Differenz wird vom Verf. als Oszillationsaufspaltung gedeutet, so daß dadurch die Halbzahligkeit des Oszillationsterms nahegelegt ist.

Kratzer.

Enos E. Witmer. Critical potentials and the heat of dissociation of hydrogen as determined from its ultra-violet band spectrum. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 238—244, 1926, Nr. 4. Nach Untersuchungen von Lyman treten in einem Gemisch von Argon mit geringen Mengen Wasserstoff zwischen 1063 und 1670 Å 11 Liniengruppen auf, die als Teilbanden eines Wasserstoffbandensystems zu betrachten sind. Zu diesen kommt noch eine schwache Gruppe dazu. Die kurzwelligste dieser nach Rot abgeschattierten Banden fällt mit der Resonanzlinie des Argons ($11,6 \text{ Volt}$) zusammen. Die Banden werden so gedeutet, daß das oszillationslose unangeregte Wasserstoffmolekül unter Aufnahme von $11,6 \text{ Volt}$ Energie in einen angeregten, wieder oszillationslosen Zustand übergeht, von dem aus es dann unter Ausstrahlung dieses Bandenspektrums in den unangeregten Zustand mit den Oszillationsquantenzahlen von $0,1$ bis 12 zurückkehrt. Daß die Anregung nur den einen Zustand erzeugt, wird damit erklärt, daß einerseits Stöße zweiter Art mit angeregten Argonatomen gerade die benötigten $11,6 \text{ Volt}$ und nicht mehr liefern, und daß andererseits die Anwesenheit des Argons es verhindert, daß eine merkliche Anzahl von freien Elektronen mit größerer Energie vorhanden ist. Trägt man die Oszillationsenergie E des unangeregten Zustandes als Funktion der Quantenzahl auf, so bekommt man $\partial E / \partial n = 0$ für $n \sim 12$. Die zugehörige Energie ist die Dissoziationsarbeit; für diese ergibt sich so $4,10 < E < 4,50 \text{ Volt}$. Der wahrscheinlichste Wert wird $4,34 \text{ Volt}$ oder 100100 cal . Die Frequenz der unendlich kleinen Kernschwingungen im unangeregten Molekül ergibt sich zu 4260 cm^{-1} . Der von Glitscher aufgedeckte Zusammenhang zwischen Viellinienspektrum und Balmerreihe wird dahin verwertet, daß im Molekül die Elektronenbindung etwas stärker sein müsse als im Atom. Dies wird bestätigt durch das Anregungspotential $11,61 \text{ Volt}$ gegen $10,75$ beim Atom. Daraus ist dann weiter zu vermuten, daß es sich bei der betrachteten Bande um die Elektronenquantenzahlen 2 und 1 handelt, während das sichtbare Viellinienspektrum dem Elektronenübergang $> 3 \rightarrow 2$ zuzuordnen ist. Unter dieser Annahme werden den Glitscherschen Intensitätsmaxima $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ die Quantenzahlen $3, 4, 5, 6$ zugeordnet und aus ihren Frequenzen nach dem Kombinationsprinzip die Anregungspotentiale vom Normalzustand aus berechnet. Diese Zahlen lassen sich gut darstellen durch eine Rydbergformel $V = R [1/(1 - \alpha)^2 - 1/(l - \alpha)^2]$ mit $\alpha = 0,0560$. Als Ionisierungspotential der Molekel kommt daraus $15,19 \text{ Volt}$. Aus dem Ionisierungspotential des Atoms, der Molekel und der Dissoziationsarbeit der Molekel ergibt sich dann mit den oben bestimmten bzw. bekannten Werten für das Dissoziationspotential des Moleküls den Betrag $2,69 \text{ Volt}$. Wenn man annimmt, daß bei der Ionisation des Moleküls auch Schwingungen im Molekülion angeregt werden, dann ist der empirische Wert von $15,8$ für das Ionisierungspotential verständlich; außerdem hat die Schwingungsenergie von $0,6 \text{ Volt}$ zur Folge, daß die Dissoziationsarbeit, die von außen zu leisten ist, auf $2,1 \text{ Volt}$ sinkt, was die beobachtete geringe Stabilität von H_2^+ erklären läßt.

Kratzer.

G. H. Dieke. On the specific heat of hydrogen. *Phys. Rev.* (2) **27**, 639, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 253.]

Hervey C. Hicks and Allan C. G. Mitchell. The specific heat and entropy of hydrogen chloride derived from infra-red band spectra. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **48**, 1520—1527, 1926, Nr. 6. [S. 253.]

Kratzer.

Raymond T. Birge and Hertha Sponer. The heat of dissociation of non-polar molecules, as determined from band spectra, and from other sources. Phys. Rev. (2) **27**, 640–641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Raymond T. Birge. The heat of dissociation of O_2 and O_2^+ . Phys. Rev. (2) **27**, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Hertha Sponer. The heat of dissociation of N_2 and N_2^+ . Phys. Rev. (2) **27**, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Raymond T. Birge and Hertha Sponer. The heat of dissociation of CO , CO^+ , and NO . Phys. Rev. (2) **27**, 641, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.)

R. T. Birge and H. Sponer. The heat of dissociation of non-polar molecules. Phys. Rev. (2) **28**, 259–283, 1926, Nr. 2. Bezeichnet man mit ω_n die Schwingungsfrequenz der Atome eines zweiatomigen Moleküls im n -ten Quantenzustand, so ist die Dissoziation des Moleküls nach der Meinung der Verff. durch $\omega_{n_0} = 0$ festgelegt. Da nach den kanonischen Differentialgleichungen der Mechanik $\omega_n = 1/h \cdot \partial E / \partial n$ ist, so folgt für die Energie der Schwingung bei der Dissoziation

$E_n = h \int_0^{n_0} \omega_n dn$. Nach einer Überlegung des Ref. sind nun zwei Fälle zu unterscheiden.

Betrachtet man ω_n als Funktion von n , so kann zur Dissoziation ($\omega_n = 0$) die Quantenzahl $n = \infty$ gehören, die n -Achse ist Asymptote der Kurve $\omega = \omega(n)$. Der Fall liegt vor, wenn die Kraft, in eine Reihe nach negativen Potenzen des Atomabstandes entwickelt, mit einer Potenz kleiner als 4 beginnt, was für polare Moleküle zutrifft. Beginnt dagegen die Potenzentwicklung mit der vierten oder einer höheren Potenz (nichtpolare Moleküle), so wird für einen endlichen Wert von n die Schwingungsfrequenz $\omega_n = 0$: Die Kurve $\omega(n)$ schneidet die n -Achse im Endlichen. Dies zeigt, daß bei einer quantitativen Anwendung der Überlegung auf polare Moleküle die Extrapolation sehr sorgfältig auszuführen ist. Als Beispiel wird HCl angeführt, wo die drei Beobachtungswerte für E_n die Dissoziationsarbeit in die Ionen 5 Volt durch Extrapolation liefern, ein Wert, der empirisch falsch ist und auch nach der Theorie falsch sein muß. — Die Verff. wenden nun diese Überlegungen zunächst an auf Sauerstoff. Die ultravioletten Schumannbanden, die mit den Rungeschen Emissionsbanden identisch sind, gehören zum Normalzustand X des Sauerstoffmoleküls und zum angeregten Zustand B . Das System wird dargestellt durch die Formel

$$r = 49359,3 + (708 n' - 13 n'^2 \dots) - (1565,37 n'' - 11,37 n''^2).$$

Im angeregten Zustand B (Quantenzahl n') läßt sich die Extrapolation auf $\omega_n = 0$ leicht durchführen, sie liefert $E_n = 0,81 \pm 0,01$ Volt. Der Elektronensprung ($B - X$) gibt 6,24 Volt, so daß die gesamte Dissoziationsarbeit $7,05 \pm 0,01$ Volt beträgt, in Übereinstimmung mit der beobachteten kontinuierlichen Absorption ($\lambda 1751 \text{ Å}$); die letzte beobachtete Bande liegt bei 1756 Å . Nimmt man an, daß das O_2 -Molekül in ein normales und ein angeregtes metastabiles Atom zerfällt, so bekommt man Übereinstimmung mit der Erfahrung, wenn man aus den Atomdaten als Normalzustand einen P -Term betrachtet, zu dem zwei Triplettkomponenten als metastabile Zustände gehören im Abstand 0,01 und 0,02 Volt. Der wahrscheinlichste Wert der Dissoziationsarbeit in normale Atome ist dementsprechend $7,05 - 0,03$ oder $7,05 - 0,02$ Volt. Nimmt man beide Atome angeregt an, so kommt als unterste Grenze $7,05 - 0,06$ Volt, nimmt man beide Atome normal an, kommt 7,05 Volt. Der Wert des Dissoziationspotentials D ist demnach $7,02 \pm 0,05$ Volt. Betrachtet man die Dissoziationsarbeit, die sich aus den Schwingungen im unangeregten Zustand ergibt, so bekommt man 6,65 Volt. Die Differenz von 0,4 Volt ist der Fehler, der durch die Extrapolation veranlaßt

ist. Geht man vom angeregten Anfangszustand der Absorption der atmosphärischen Sauerstoffbanden aus, so kommt 6,05 Volt; die größere Differenz rührt daher, daß die Kurve ω_n nur für wenige Werte n bekannt ist. Aus den O_2^+ -Banden, die der Formel

$$\nu = \left. \begin{matrix} 38\,308 \\ 38\,108 \end{matrix} \right\} + (885,23\,n' - 13,7\,n'^2) - (1859,86\,n'' - 16,53\,n''^2)$$

entsprechen, schließt man auf die Dissoziationsarbeit D' 6,49 oder 6,46 Volt, je nachdem ob man vom Normalzustand X' des Molekülions oder vom angeregten Zustand ausgeht. Da der Normalzustand von O^+ wahrscheinlich ein S -Term ist und die benachbarten Terme mehrere Volt höher liegen, demnach nicht in Frage kommen, ist $D' = 6,5$ Volt. Aus der Dissoziationsarbeit D des Moleküls, D' des Molekülions und der Ionisierungsarbeit J_a des Atoms läßt sich nun die Ionisierungsarbeit des Moleküls J_m nach $J_m + D' = J_a + D$ berechnen. Mit $J_a = 13,56$ kommt $J_m = 14,1$ Volt. Durch neuere Beobachtungen an den negativen Sauerstoffbanden ist die Richtigkeit der Termnumerierung zweifelhaft geworden. Es besteht die Möglichkeit, daß D' um ein ganzzahliges Vielfaches von 1860 cm^{-1} ($= 0,23$ Volt) größer, J_m um den gleichen Betrag kleiner ist, so daß für J_m ein Wert, der etwas unter 14 Volt liegt, nicht auszuschließen ist. Nach Beobachtungen von Hogness und Lunn treten bei 13 und 20 Volt O^+ - bzw. O_2^+ -Ionen auf (Fehler ± 1 Volt). Dies wäre nach dem Vorausgehenden so zu deuten, daß bei $20,58 = 13,56 + 7,08$ das O_2 -Molekül direkt in O und O^+ und ein Elektron getrennt wird, während bei $14,1 - n \cdot 0,23$ Volt ($= 13 \pm 1$ Volt der Beobachtung) O_2 in O_2^+ übergeführt wird. — Bei Stickstoff steht keine Bande zur Verfügung, die den Normalzustand des Moleküls liefert. Aus diesem Grunde sind die Messungen der Anregungspotentiale von Frl. Sponer zu benutzen. Für die Ionisierungsarbeit des Moleküls kommt so aus dem beobachteten Anregungspotential der N_2^+ -Bande und deren Elektronenfrequenz $19,6 \pm 0,3 - 3,1$ Volt $= 16,5 \pm 0,3$ Volt. Die unmittelbare Bestimmung gibt 16,9 Volt. Unter der Annahme, daß der aktive Stickstoff atomar ist, gibt die stärkste Bande des nachleuchtenden Stickstoffs für die Dissoziationsarbeit $D = 11,4$ Volt. Die Extrapolation der Oszillationsenergie im weniger angeregten Zustand der ersten positiven Stickstoffgruppe gibt mit der von Sponer beobachteten Anregungsenergie 11,9 Volt, dagegen liefert die zweite und vierte positive Stickstoffbandengruppe 14,62 bzw. 14,64 Volt. Die negativen Stickstoffbanden von N_2^+ geben aus der Oszillation des unangeregten Terms die Dissoziationsarbeit 9,06 Volt. Mit den angegebenen Werten für D , D' und $J_m = 16,5$ Volt kommt $J_a = 14,2$ Volt. Nach Hopfields direkter Bestimmung ist $J_a = 14,49$ Volt. Die Potentiale für das Auftreten von O_2^+ und O^+ sollten 16,5 und 25,6 Volt sein. Die experimentellen Werte sind 17 und 24 Volt. Der Wert 17 Volt kann sofort mit $J_m = 16,5$ identifiziert werden. Der zweite Wert wird dadurch verständlich, daß N neben einem S -Term des Quartettsystems bei $J_a = 14,49$ noch einen S -Term des Dublettsystems bei $J_a = 12,1$ Volt hat. Nun kommt aus

$$J_m - D = 16,5 - 11,4 = 5,1 = J_a - D'.$$

Die Beobachtung läßt auf $D'_1 = 24 - 16,5 \sim 7$ Volt schließen. Mit diesem Werte kommt $J_a = 12,1$ Volt, der Dublettsystemwert. Aus der Schwingungsenergie des unangeregten CO -Moleküls kommt für die Dissoziationsarbeit 11,18 Volt, während die Kombination der chemisch bestimmten Wärmetönungen von $C + O_2 = CO_2$, $CO + \frac{1}{2} O_2 = CO_2$ der oben bestimmten Dissoziationsarbeit von $O_2 = O + O$ und der Sublimationswärme des Diamanten $D = 10,8$ Volt gibt. Die anderen Energieterme des Moleküls liefern Dissoziationswärmen vom Betrage 12 Volt. Die verschiedenen Energiestufen des Molekülions geben Werte für D' zwischen 9,30 und 9,82 Volt. Mit $D = 10,8$ Volt und $D' = 9,8$ Volt kommt

unter Benutzung von $J_m = 14,2$ Volt für J_a der Wert 13,2 Volt, der mit dem Sauerstoffwert 13,56 Volt übereinstimmt. Dies läßt auf die Reaktion $\text{CO}^+ = \text{C} + \text{O}^+$ schließen. — Aus dem unangeregten Term von NO kommt als Dissoziationspotential 7,93 Volt. Aus $\text{NO} = \frac{1}{2} \text{N}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 + 21570 \text{ cal}$ und den oben bestimmten Dissoziationsarbeiten für N_2 (11,4 Volt) und O_2 (7,02 Volt) kommt: $\text{NO} = \text{N} + \text{O} - 190900 \text{ cal}$ (8,3 Volt); die Übereinstimmung ist wegen der Ungenauigkeit der Extrapolation befriedigend. Der angeregte Zustand liefert die Dissoziationsarbeit 17,19 Volt. Da beim O-Atom der erste angeregte Term über dem *P*-Triplet um 9,10 Volt höher liegt, so erklärt sich die Differenz von 9 Volt zwischen den zwei Dissoziationswärmen dadurch, daß im zweiten Falle das O-Atom in dem angeregten Zustand ist. Für die Stoßvorgänge wird die Vermutung ausgesprochen, daß gleichzeitig mit der Ionisierung ein zweites Elektron in eine angeregte Bahn geht, was im allgemeinen mit dem Auftreten von Schwingungen verbunden sein wird. Die beobachtete Ionisierungsarbeit kann deshalb als zu groß gemessen werden, weil sie auch noch den Schwingungsanteil mitumfaßt. Dies tritt immer dann ein, wenn die Bindung im angeregten Zustand verhältnismäßig schwach ist. Da dies bei O_2^+ erfüllt ist, so ist es möglich, in einem Stoßvorgang O_2 zu ionisieren und gleichzeitig dem Molekül so viel Schwingungsenergie zu erteilen, daß es in O und O^+ dissoziiert. Bei N_2^+ ist die Bedingung nicht erfüllt und deshalb eine gleichzeitige Ionisierung und Dissoziation unwahrscheinlich. Die Dissoziation wird erst durch einen sekundären Prozeß veranlaßt. Zum Schluß wird der Mechanismus der Dissoziation erörtert. Während bei Molekülen der Art Hg_2 , Na_2 eine adiabatische Trennung der Atome bei hinreichend großer Schwingungsenergie möglich ist, macht bei den Molekülen N_2 , O_2 , NO, CO usw. der Umstand Schwierigkeiten, daß die Quantenbahnen der Elektronen in Molekül und Atom nicht stetig ineinander übergeführt werden können. Es wird deshalb vermutet, daß, falls die nötige Energie vorhanden ist, ein Zusammenstoß die Dissoziation veranlassen kann. Wesentlich ist dabei der Oszillationsanteil der Energie. Diese Anschauung ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß in manchen Banden Maximalwerte von n auftreten, die noch weit von $\omega_n = 0$ entfernt sind und die zu Gesamtenergiewerten (Elektronenanregung + Schwingung) gehören, die für Dissoziation in normale oder auch angeregte Atome ausreichen.

Kratzer.

Raymond T. Birge. The law of force and the size of diatomic molecules, as determined from their band spectra. Phys. Rev. (2) 27, 107, 1926, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 180.]

Raymond T. Birge. The Law of Force and the Size of Diatomic Molecules, as determined by their Band Spectra. Nature 116, 783—784, 1925, Nr. 2926. [S. 180.]

Raymond T. Birge. The structure of molecules. Nature 117, 300—302, 1926, Nr. 2939. [S. 180.]

Kratzer.

Hantaro Nagaoka und Tetsugoro Futagami. Auftreten von Harmonien bei Spektrallinien. Proc. Imp. Acad. Toyko 2, 153—155, 1926. Verff. geben eine Tabelle von 20 H_2 -Linien zwischen 6249,42 und 4966,13, für die beobachtete Werte von $\lambda/2$ und $\lambda/4$ angeführt sind. Es wird angegeben, daß für 180 H_2 -Linien Werte von $\lambda/3$ und für 150 solche von $\lambda/4$ beobachtet wurden. Bei Hg wurden 57 Linien mit Oktaven, 12 mit $\lambda/3$ -Werten, bei Cu 70 Linien mit Oktaven beobachtet.

*Leszynski.

Hantaro Nagaoka, Tetsugoro Futagami und Hikoichi Obata. Mittels Hochspannung und Starkstrom angeregte Metallspektren. Proc. Imp.

Acad. Tokyo 2, 161–162, 1926. Die geschilderte Methode ist von analytischer Bedeutung, da sie gestattet, mit sehr kleinen Substanzmengen Spektren zu erzeugen. Verf. benutzen eine Kondensatorenbatterie (450 Platten) von 1,7 Mikrofaraad, die mit einem Potential von 20 kV geladen wird. Im Stromkreis befindet sich eine Selbstinduktionsspule und eine Funkenstrecke. Die zu untersuchende Substanz befindet sich in einer Bohrung am Ende eines Kohlestabes, der in losem Kontakt mit einem zweiten Kohlestab steht. Bei Entladungen durch die Funkenstrecke fließt durch die Substanz ein Starkstrom, der sie augenblicklich zum Verdampfen bringt. Bei Metallen genügt im allgemeinen ein einzelner Funken zu einer Aufnahme. Die Methode kann für die Untersuchung der Zusammensetzung von Glaspulvern verwandt werden.

*Leszynski.

Hantaro Nagaoka und Tadao Mishima. Feinstruktur von Cadmiumlinien. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 201–203, 1926. Verff. geben die Feinstruktur von 12, darunter 9 neuen, violetten Cu-Linien. Die Anregung durch Kathodenstrahlen geschieht nach der von Nagaoka und Mishima beschriebenen Methode, die Messung wird mit Hilfe von vier Lummer-Gehrcke-Quarzplatten ausgeführt. Charakteristisch für die beobachteten Linien ist die scharfe Umkehr, insbesondere bei hoher Dichte.

*Leszynski.

W. H. Mc Curdy. Absorption and Resonance Radiation of Excited Helium. Nature 117, 122, 1926, Nr. 2934. Verf. beobachtet in angeregtem Helium die Absorption folgender Linien: $\lambda = 5875, 4471, 4026, 3889, 3187, 5016, 3964, 3614, 6676, 4921$. Die Absorption von $\lambda = 3889$ ist besonders stark. Es gelingt, die von dieser Linie erzeugte Resonanzstrahlung in angeregtem He nachzuweisen, wobei das Licht einer intensiven He-Kapillare auf ein schwach erregtes Resonanzgefäß mit einer Zylinderlinse abgebildet wird. Die Emission der Resonanzstrahlung wird end on mit einem Quarzspektrographen beobachtet, und es ergibt sich eine wesentliche Verstärkung der Linie $\lambda = 3889$, wenn das Licht der Kapillare auf das Resonanzgefäß auffällt.

W. Grotrian.

W. F. Meggers. Multipletts im Spektrum des ionisierten Vanadiums. II. ZS. f. Phys. 39, 114–122, 1926, Nr. 2/3. Verf. vervollständigt die von ihm schon begonnene Analyse des V II-Spektrums (ZS. f. Phys. 33, 509, 1925). Insbesondere wird gezeigt, daß nicht, wie früher behauptet, ein 5F -Term, sondern ein neuer, nun mehrgefundener ${}^5\bar{D}$ -Term der Grundterm des V^+ ist. Dieser ${}^5\bar{D}$ -Term liegt $2604,70 \text{ cm}^{-1}$ tiefer als der 5F -Term und ist völlig analog zu dem Grundterm ${}^5\bar{D}$ des Nb^+ . Der neue Grundterm ${}^5\bar{D}$ kombiniert mit den schon bekannten Termen ${}^5P, {}^a5D, {}^a3D, b^3D$ und dem fragmentarischen Term ${}^5\bar{F}$, außerdem mit einem neuen hohen Quintetterm b^5D , der seinerseits wieder mit 5P und 5F kombiniert. Weiterhin werden vier neue Multipletts des Triplettsystems angegeben. Verf. macht schließlich einige Bemerkungen über die „raies ultimes“ und kommt zu dem Schluß, daß die „raies ultimes“ bei normal angeregten Spektren einfach die Linien sind, denen in Rücksicht auf die Zuordnung der Quantenzahl r, l, j und die Lage der Terme die größte Intensität zukommt.

W. Grotrian.

Nalini Kanta Sur. On the Arc Spectrum of Lead. Phil. Mag. (7) 2, 633–642, 1926, Nr. 9. Verf. macht Aufnahmen des Pb-Spektrums mit einem Bogen von 25 Amp. nach der Methode von Hemsalech und de Gramont. Aus eigenen Messungen und denen anderer Autoren wird zunächst eine Tabelle von Linien mit der Schwingungszahldifferenz $\Delta\nu: 328 \text{ cm}^{-1}$ aufgestellt. Dies ist die Differenz

der beiden Terme $2s = 24536$ und $2x = 24864 \text{ cm}^{-1}$. Es werden vier Glieder der Serien $2s - mp_2$ und $2x - mp_2$ angegeben und drei Glieder der Serien $2s - mp_1$ und $2x - mp_1$, von denen je zwei neu sind. Die Linie $\lambda = 7330,12$ wird als $2p_1 - 2P_2$, die Linie $\lambda = 4618,21$ als $2p_1 - 2P_0$ gedeutet. Ferner gibt Verf. vier Gruppen von je zwei Linien mit der Frequenzdifferenz

$$\Delta\nu = 2p_2 - 2P_2 = 10807 \text{ cm}^{-1}$$

an. (Die zweite und dritte Gruppe dieser Linien sind nach Gieseler und Grotrian, ZS. f. Phys. **39**, 377, 1926, höhere Glieder der Serien $2p_2 - md_1$ und $2P_2 - md_1$, die vierte Gruppe bestimmt einen neuen hochgelegenen Term. Der Ref.)

W. Grotrian.

W. Grotrian. Über das Leuchten verfestigter Gase. Naturwissensch. **14**, 888, 1926, Nr. 38. Im Anschluß an ein Referat über eine Arbeit von L. Vegard (Ann. d. Phys. **79**, 377, 1926) weist der Verf. darauf hin, daß die Deslandresschen Formeln für bestimmte, von Vegard im Leuchten des festen Stickstoffs gefundene Bandengruppen nahezu übereinstimmen mit den Formeln für die zweite positive und negative Bandengruppe des gasförmigen N_2 . Es heißt dies, daß im festen Stickstoff die Schwingungsfrequenzen des N_2 -Moleküls nahezu erhalten bleiben, woraus man vermuten kann, daß die N_2 -Moleküle in nur wenig veränderter Form als Bausteine im Kristallgitter auftreten.

W. Grotrian.

Hugh S. Taylor, A. L. Marshall and J. R. Bates. Chemical effects produced by resonance radiation. Nature **117**, 267, 1926, Nr. 2938. Hirst und Rideal behaupteten, daß Wasserstoff und Sauerstoff sich bei Bestrahlung mit $\lambda = 2537$ in Anwesenheit oder Abwesenheit von Hg-Dampf nur sehr langsam verbinden und sich nur dann schnell verbinden, wenn eine Oberfläche von flüssigem Hg vorhanden ist. Dagegen stellen die Verff. fest, daß Wasserstoff und Sauerstoff sich bei Belichtung mit einer wassergekühlten Hg-Lampe sehr schnell verbinden, wenn so viel Hg-Dampf vorhanden ist, wie beim Durchperlen der Gase durch flüssiges Hg bei Zimmertemperatur entsteht. Bei hohen Stromgeschwindigkeiten entsteht als erstes Reaktionsprodukt H_2O_2 , dessen Betrag bei kleineren Stromgeschwindigkeiten abnimmt, während die Menge des gebildeten H_2O zunimmt. Außerdem entsteht Quecksilberoxyd, was vermutlich die Ursache für die anomalen Ergebnisse von Hirst und Rideal ist. Die Menge des gebildeten H_2O_2 hängt von der Art und Zusammensetzung des Gasstromes, von der Temperatur und Konzentration des Hg-Dampfes und von der Stärke der Belichtung ab.

W. Grotrian.

Eric K. Rideal and Herbert S. Hirst. Chemical effects produced by resonance radiation. Nature **117**, 449–450, 1926, Nr. 2943. Erwiderung auf die vorstehend referierte Notiz. Nach einer Bemerkung über den vermutlichen Verlauf der beobachteten Reaktionen geben die Verff. zu, daß bei Anwesenheit einer Oberfläche von flüssigem Hg die in dieser vorhandenen Atome keineswegs an der Photosensibilisierung der Reaktionen beteiligt sind. Wenn man, wie die Verff., nicht in strömenden Gasen, sondern in ruhenden die Versuche anstellt, so dient die Hg-Flüssigkeitsoberfläche nur dazu, für schnelle Nachlieferung der Hg-Atome zu sorgen. Diese werden aber nach Ansicht der Verff. nicht nur durch chemische Prozesse (Bildung von Quecksilberoxyd im Falle von H_2 und O_2) beseitigt, sondern verlieren wahrscheinlich auch noch auf andere Weise ihre photosensibilisierende Kraft.

W. Grotrian.

G. Wentzel. Über die Intensitäten in den Röntgenspektren. Naturwissensch. **14**, 621–622, 1926, Nr. 26. Nach den von Schrödinger gegebenen

Vorschriften werden die Intensitäten des (durch ein zentrales Zusatzfeld aufgespaltenen) Wasserstoffspektrums berechnet. Als empirisches Vergleichsmaterial kommen nur die Röntgenspektren in Betracht; doch ist die Übereinstimmung wenig genau. Die Abweichungen rühren wahrscheinlich von Einflüssen der Anregung und der strahlungslosen Übergänge her.

G. Wentzel.

N. R. Dhar. Fluoreszenz, Phosphoreszenz, Chemilumineszenz und Aktivierung von Molekeln. *ZS. f. anorg. Chem.* **155**, 303—310, 1926, Nr. 4. Bei der Phosphoreszenz ist gegenüber der Fluoreszenz die Lebensdauer der aktivierten Moleküle verlängert. Als Beispiele werden besprochen: das Nachglühen des aktiven Sauerstoffs, das Glühen von Wasserstoff und Sauerstoff beim Eindringen in geschmolzenen Quarz durch elektrische Entladungen, Glüherscheinungen in Quecksilberdampf, die Phosphoreszenz von Wein- und Citronensäure bei eingeschmolzenem Fluorescein. Die Ursache des Leuchtens bei der langsamen Oxydation metallorganischer Verbindungen, des Phosphors, organischer Schwefelverbindungen usw. ist die Rückkehr der aktivierten Moleküle des Sauerstoffs und der reagierenden Substanzen in den inaktiven Zustand. Bei der Behandlung metallorganischer Verbindungen mit Chlor- oder Brompikrin wird das Leuchten hervorgerufen durch die Rückkehr der aktivierten Chlor- und Brompikrinmoleküle oder ihrer Zersetzungsprodukte, sowie der metallorganischen Verbindung in den inaktiven Zustand. Die Spektren, ob die Chemilumineszenz durch diese Behandlung oder durch Oxydation erzeugt wird, sollten in beiden Fällen gewisse gemeinsame Züge tragen, da beidemal Rückkehr der aktivierten Moleküle der metallorganischen Verbindung in den inaktiven Zustand stattfindet. Das Spektrum der Chemilumineszenz, welches beim Einleiten von ozonisiertem Sauerstoff in Äsculinlösungen auftritt, muß das Fluoreszenzspektrum des Äsculins zeigen, weil ein Teil der chemischen Umwandlungsenergie von den Äsculinmolekülen absorbiert wird, die infolgedessen fluoreszieren. Die Spektren der Chemilumineszenz bei der Oxydation der Adsorptionsverbindungen von Rhodamin und Rhodaminsulfonat an Stoffen wie Siloxen, Silicooxalsäure usw. sollte einige Linien oder Banden enthalten, die mit den Fluoreszenzspektren von Rhodamin oder Rhodaminsulfonat übereinstimmen; aber die Fluoreszenzspektren und die Chemilumineszenzspektren können, nicht wie Kautsky annimmt, identisch sein.

Kauffmann.

A. A. Guntz. Untersuchungen über die phosphoreszierenden Zinksulfide. II. *Ann. de chim.* (10) **5**, 363—420, 1926. Die Anregung der Phosphoreszenz der ZnS beschränkt sich auf gewisse Wellenlängen des Lichtes. So wird ein ZnSCu vom Wurtzittyp von Licht mit einer Wellenlänge (λ) von 0,535 μ bis 0,333 μ angeregt, ein zitronengelbes ZnCdS mit 12 Proz. CdS durch solches mit λ 0,555 bis 0,350 μ , ein orangefarbenes mit 20 Proz. CdS durch Licht mit λ 0,590 bis 0,365 μ und ein rotes mit 25 Proz. CdS durch Licht mit λ 0,622 bis 0,375 μ . Die Absorption des ZnS beginnt im äußersten Violett des sichtbaren Spektrums und wächst mit steigendem Zusatz an CdS. Sie wurde mit dem Spektrophotometer von Nernst in einer dünnen Schicht auf Celluloidplättchen gemessen. Mit demselben Apparat wurde das Lumineszenzspektrum aufgenommen. Reines photolumineszierendes CdS mit einer Spur Cu gibt eine rote Fluoreszenzbande. Dadurch kann die Verschiebung der Bande mit steigendem Gehalt an CdS nach dem Rot hin erklärt werden. Man kann auch annehmen, daß das CdS, welches eine starke Absorption im Grün hat, die grünen Linien des Cu einfach auslöscht. Eine dritte Erklärungsmöglichkeit, welche dem Verf. am wahrscheinlichsten ist, ist die Annahme, daß die α , β , γ , δ -Bande des Cu durch die Veränderung des Verdünnungsmittels einfach verschoben wird. Die Ab-

sorptionsbanden der Zinksulfide haben dieselbe Lage wie die Phosphoreszenzbande; das absorbierte Licht ist also imstande, die Phosphoreszenz zu erregen. Das Gesetz von Stokes über den Zusammenhang von Fluoreszenz und Absorption wird bei gewöhnlicher Temperatur in erster Annäherung erfüllt, während bei höherer Temperatur infolge der starken Verminderung der Intensität der Fluoreszenz keine guten Ergebnisse erhalten wurden. Besprechung des Einflusses der Temperatur auf die Lumineszenz. Die Veränderung derselben wurde zwischen -195° und $+250^{\circ}$ mit Hg-Licht untersucht und dabei festgestellt, daß sie langsam ansteigt, zwischen 100 und 150° durch ein Maximum geht, um dann rasch abzunehmen.

		Temperatur des Verschwindens der	
		Fluoreszenz $^{\circ}\text{C}$	Phosphoreszenz $^{\circ}\text{C}$
Zn SCu	violette Bande β . .	100	gewöhnl. Temp.
	violett } grüne Bande α . .	225	—
Zn SCu-Blende	250	200
Zn S-Wurtzit	blaugrün . . .	360	300
	grün	350	270
Zn SCd SCu	zitronengelb .	320	260
	orange	300	250
	rot	300	245
Zn SMn			
orange	175	—

Die obere Grenze der Erregbarkeit beträgt für λ 533 $m\mu$ beim Zn SCu grün bei 212° 520 bis 510 $m\mu$, bei 164° 540 bis 530 $m\mu$, bei 70° 510 bis 500 $m\mu$, bei 80° 505 bis 495 $m\mu$, bei -180° 475 bis 465 $m\mu$. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den anderen Zinksulfiden. Die untere Grenztemperatur des Verschwindens der Phosphoreszenz und Fluoreszenz konnte bis -195° nicht erreicht werden. Sehr schön konnte beim Wiedererwärmen von -195° die Thermolumineszenz beobachtet werden. Weiter wurde der Einfluß roter und ultraroter Strahlung auf die Zinksulfide untersucht. Bei Zn SCu (α , β) hat nur die β -Bande bei gewöhnlicher Temperatur kurze Dauer, dann löscht sie aus, während sie bei -180° sehr beständig ist. Zn SCu α ist sowohl in der Wurtzit- wie in der Blendeform sehr empfindlich gegen diese Strahlen. Bei gewöhnlicher Temperatur findet Auslöschung statt, aber bei -180° erscheinen die Banden wieder. Die Zn SCd SCu α verhalten sich alle gleich. Bei gewöhnlicher Temperatur ist die Strahlung schwach und steigt mit fallender Temperatur. Zn SMn leuchtet nur teilweise unter dem Einfluß ultraroter Strahlen. Die photochemische Schwärzung der Zinksulfide ist auf die Bildung von metallischem Zn unter dem Einfluß von ultravioletttem Lichte mit Wellenlängen größer als 0,32 μ zurückzuführen.

*Enszlin.

A. A. Guntz. Untersuchung über die phosphoreszierenden Zinksulfide. III und IV. Ann. de chim. (10) 6, 5—55, 1926. Beschreibung der Meßmethoden zur Bestimmung der Phosphoreszenz. Messung derselben, des Einflusses der Erregungsdauer und der Erregungsstrahlung. Die durch Strahlung ausgesandte Energie beträgt in absoluten Einheiten für Zn SCu α -Wurtzit 27774; für Zn Cd SCu α mit 12 Proz. Cd S 19646; mit 20 Proz. Cd S 10268; mit 30 Proz. Cd S 4504. Es wird im Verhältnis zum CaS eine bedeutend größere Menge der

absorbierten Strahlung wieder ausgesandt. Die wahre Intensität der Strahlung und die Energie der Gesamtstrahlung werden berechnet. Bei der Messung der Leuchtkraft in Abhängigkeit von der Schichtdicke wurde festgestellt, daß die Fluoreszenz größerer Kristalle bei kleinen Schichtdicken etwas schwächer ist. Erst von einer Dicke von 6 g/cm^2 zeigen dickere Kristalle ein stärkeres Leuchtvermögen. Die magnetische Suszeptibilität der Zinksulfide beträgt für $\text{ZnSCu } \alpha$ -Wurtzit $-1,60 \cdot 10^{-6}$, für $\text{ZnSCu } \alpha$ -Blende $-1,56 \cdot 10^{-6}$, für ZnCdSCu mit 12 Proz. CdS $-1,58 \cdot 10^{-6}$, mit 25 Proz. CdS $-1,64 \cdot 10^{-6}$, mit 33 Proz. CdS $-1,68 \cdot 10^{-6}$ und für das reine CdS $-1,80 \cdot 10^{-6}$. Für die Mn-haltigen Zinksulfide beträgt der spezifische Magnetisierungskoeffizient für ZnS mit 0,88 Proz. Mn $-0,085 \cdot 10^{-6}$, mit 0,82 Proz. Mn $-0,117 \cdot 10^{-6}$, mit 1,25 Proz. Mn $+0,041 \cdot 10^{-6}$, mit 2,25 Proz. Mn $+0,254 \cdot 10^{-6}$. Das Licht und vorausgehende Druckbehandlung haben auf die magnetische Suszeptibilität keinen Einfluß.

**Enszlin.*

G. Balasse. Étude de la luminescence de la vapeur de potassium dans la décharge sans électrodes. Bull. de Belg. (5) 12, 193–201, 1926, Nr. 3. Kaliumdampf wird in einem Quarzrohr ohne Elektroden durch einen elektrischen Schwingungskreis zum Leuchten gebracht. Letzteres wird im Temperaturbereich von 180 bis 350° und in Abhängigkeit von der Spannung am Rohre spektral untersucht, wobei zwei charakteristische Spektren gefunden werden: ein „gelbes“, das vorzugsweise bei großer Dampfdichte und bei höherer Spannung auftritt, und ein „violettes“ bei geringer Dampfdichte. Die Wellenlängen in den beiden Spektren werden mit den zugehörigen Intensitäten in Tabellenform angegeben. Das „gelbe“ Spektrum entspricht dem gewöhnlichen Bogenspektrum des Kaliums; das „violette“ Spektrum wird als Funkenspektrum angesprochen.

V. v. Keussler.

P. Daure. Étude qualitative de la fluorescence de la vapeur de brome. C. R. 183, 31–33, 1926, Nr. 1. Versuche mit der Fluoreszenz von Bromdampf im Vakuum, sowie in Luft unter Atmosphärendruck.

V. v. Keussler.

Henryk Niewodniczański. The fluorescence of mercury vapour. Nature 117, 555, 1926, Nr. 2946. Wood und Wood und van der Lingen (Proc. Roy. Soc. London 99, 362, 1921; Astrophys. Journ. 54, 149, 1921) fanden, daß die (sichtbar grüne) Fluoreszenz von Hg-Dampf nicht im ruhenden Dampfe erzeugt werden kann, sondern nur dann, wenn der Dampf bei 150° oder höherer Temperatur destilliert. Verf. stellt fest, daß in einem Quarzgefäß, das dauernd an der Pumpe liegt, sich aber auf der konstanten Temperatur von 155° befindet, die grüne Fluoreszenz, auf den Kegel des einfallenden Lichtes begrenzt, auftritt. Bei wachsender Temperatur wird die Fluoreszenz stärker. Eine lokale Abkühlung der Gefäßwand schwächt die Fluoreszenz, anstatt sie zu verstärken wie bei Wood. Weiterhin wurden Versuche mit von der Pumpe abgeschmolzenen Gefäßen angestellt. Die Fluoreszenz, von einem Al-Funken angeregt, bleibt unverändert bestehen, wenn das ganze Gefäß sorgfältig auf konstanter Temperatur gehalten wird. Im Spektrum der mit dem Al-Funken angeregten Fluoreszenz erscheint außer den von Wood und van der Lingen beobachteten Linien und Banden auch die Linie $\lambda = 4358$ zuerst bei 200° . Ihre Intensität erreicht ein Maximum bei 320 bis 270° und nimmt bei höheren Temperaturen langsam wieder ab. Die Linie 2537 erscheint bei 130° , erreicht das Maximum ihrer Intensität bei 230° , nimmt dann rapide ab und verschwindet bei etwa 260° . Die Hg-Linien 5461 und 4047 wurden nicht beobachtet.

W. Grotrian.

Jerzy Stalony-Dobrzański. Über die Färbungen der druckzerstörten Erdalkalischwefelphosphore. ZS. f. Phys. 38, 841–847, 1926, Nr. 11/12. Die Farben der druckzerstörten Erdalkalisulfide sind mit sehr weitgehender Annäherung nichts anderes als die Farben der mit den Salzen der betreffenden Erdalkalimetalle gefärbten Bunsenflammen. Zwecks Begründung dieser Ansicht wurden die zerkleinerten Phosphore, bei denen als Schmelzmittel nur die Fluoride und Borate desselben Metalls angewendet waren, durch Pressen oder Schlagen in kleine, dünne (0,15 bis 0,20 mm) Blättchen geformt. Diese Druckblättchen erscheinen bei geeigneter Versuchsanordnung im Mikroskop mit schöner, reiner, gesättigter Farbe, welche der Farbe der mit dem Salze desselben Metalls gefärbten Bunsenflamme täuschend ähnlich ist. Auch bei spektroskopischer Beobachtung besteht eine weitgehende Ähnlichkeit, nur daß die Linien des Flammenspektrums sich beim Druckblättchenspektrum zu Banden verbreitern. Die Ähnlichkeit unterstützt die Ansicht Lenards, daß die Druckfarben den bei der Druckzerstörung entstehenden freien, gesonderten Erdalkalimetallatomen zukommen. — Bei Druckblättchen aus CaO , CaSO_4 , SrCO_3 , SrSO_4 oder SrF_2 war keine Druckfärbung zu bemerken. Dies hängt vielleicht damit zusammen, daß auch die Phosphoreszenzfähigkeit dieser Präparate gegenüber der der Sulfide sehr klein und die möglicherweise vorhandene Färbung sehr schwach ist. Die ganz reinen, also schmelzmittelfreien Erdalkalisulfide färben sich wie die schmelzmittelhaltigen, ja sogar noch intensiver und leichter; eine Tatsache, welche mit der Lenardschen Auffassung über die Entstehungsbedingungen der Zentrenmoleküle nicht ganz übereinstimmt. *Kauffmann.*

S. J. Wawilow und W. L. Lewschin. Die Beziehungen zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz in festen und flüssigen Medien. ZS. f. Phys. 35, 920–936, 1926, Nr. 11/12. Zur Messung sehr kurzer Nachleuchtzeiten werden zwei neue Phosphoroskope konstruiert, von denen das eine (I) mit Hilfe eines schnell rotierenden Spiegels den Lumineszenzfleck, falls seine Leuchtdauer 10^{-6} sec übersteigt, in ein Band auseinanderzieht, wobei durch besondere Vorsichtsmaßregeln dafür gesorgt wird, daß der die Lumineszenz erregende Funke immer genau bei derselben Spiegelstellung geschlossen wird; für Leuchtdauern von über 10^{-3} sec ist dieser Apparat unbrauchbar, hier erweist sich als vorteilhaft ein im Prinzip dem ersten Becquerelschen nachgebildetes Phosphoroskop mit einer Scheibe, die an ihrer Peripherie eine große Anzahl kreisförmiger Öffnungen besitzt (II). Beobachtungen werden angestellt an Lösungen verschiedener Farbstoffe (Fluorescein, Rhodulin usw.) in verschiedenen flüssigen und festen Medien, sowie an Uranglas und Uranylnitrat. Um von eventuellen Apparatfehlern sicher frei zu sein, wird bei Messungen mit Phosphoroskop I neben der zu untersuchenden stets gleichzeitig eine sicher nicht nachleuchtende Substanz beobachtet. Hierzu dient zunächst die Lichtzerstreuung an einem trüben Medium, und nachdem mit dessen Hilfe nachgewiesen ist, daß eine wässrige Fluoresceinlösung nicht nachleuchtet, eine solche Lösung. Auch Farbstofflösungen in relativ zähen Medien, wie Glycerin und Ricinusöl, lassen keinerlei Nachleuchten erkennen. Rhodulin in festem Zucker gelöst, zeigt eine visuell über mehrere Sekunden verfolgbare Phosphoreszenz. Gleichwohl wird im Phosphoroskop I der von einem Rhodulinzuckerphosphor stammende Lichtfleck nicht in ein Band ausgezogen, sondern bleibt genau so scharf begrenzt wie derjenige der wässrigen Lösung, d. h. es existiert kein stetiger Übergang von der Fluoreszenz zur Phosphoreszenz, sondern jene scheidet mit dem Aufhören der primären Belichtung scharf ab, während die relativ lichtschwache, langdauernde Phosphoreszenz mit dem schnelllaufenden Phosphoroskop nicht zur Beobachtung gelangt. Dabei sind die Spektre

der Fluoreszenz und Phosphoreszenz für diesen Phosphor identisch, und bei polarisierter Erregung ist die Phosphoreszenz selbst 2 Sek. nach Abblenden des Primärlichtes noch ebenso stark (zu etwa 22 Proz.) polarisiert wie die Fluoreszenz. Umgekehrt läßt sich mit Phosphoroskop I zeigen, daß die kurzdauernde Phosphoreszenz des Uranglases und des Uranylnitrats erst eine kurze Zeit nach der Belichtung einsetzt und nach Erreichung eines Maximums wieder abklingt. Schließlich wird noch untersucht, ob bei Belichtung mit intensivem Funkenlicht die Absorption des erregenden Lichtes im Uranglas abnimmt und ein anscheinend gerade noch oberhalb der Fehlergrenze liegender Effekt in diesem Sinne beobachtet. Genauere derartige Messungen würden eine Bestimmung der mittleren Erregungsdauer der Moleküle ermöglichen.

Peter Pringsheim.

Peter Pringsheim und S. J. Wawilow. Polarisierte und unpolarisierte Phosphoreszenz fester Farbstofflösungen. ZS. f. Phys. **37**, 705–713, 1926, Nr. 10/11. Die Photolumineszenz von Farbstoffen in verschiedenen flüssigen und festen Lösungsmitteln wird auf ihre spektrale Zusammensetzung, ihre Nachleuchtdauer und ihre Polarisation bei polarisierter Erregung untersucht, und zwar werden die Spektren sowohl photographisch aufgenommen, als mit einem Spektralphotometer durchgemessen; zur Bestimmung der Polarisationsgrade dient das König-Martenssche Spektralphotometer, daneben eine Savartsche Platte mit kompensierendem Glasplattensatz. Es ergibt sich, daß alle untersuchten gelösten Farbstoffe zwei Arten von Lumineszenzbanden besitzen: in flüssigen Lösungen, die ausschließlich Fluoreszenz aufweisen, tritt stets nur die eine, darum als „Fluoreszenzbande“ charakterisierte auf, die, wenn die Flüssigkeit hinreichend zähe ist, bei polarisierter Erregung über ihre ganze spektrale Breite gleichmäßig polarisiert ist. Diese Bande bleibt in festen Lösungen erhalten, zeigt dann auch Nachleuchten und ist in Fluoreszenz und Phosphoreszenz gleich stark polarisiert. Dazu tritt in festen Lösungen (Zucker oder Gelatine), stets nach größeren Wellenlängen zu, eine neue Bande, deren Intensität im Nachleuchten meist schon bei Zimmertemperatur, stets aber bei -180° die der Fluoreszenzbande bedeutend übertrifft. Das Licht dieser „Phosphoreszenzbande“ ist immer ganz unpolarisiert. Während qualitativ sich alle Farbstoffe gleich verhalten, sind quantitativ große Unterschiede vorhanden: so ist im Äsculinzuckerphosphor schon bei Zimmertemperatur im Nachleuchten fast nur die grüne Phosphoreszenzbande zu beobachten, während im Rhodulinzuckerphosphor bei Zimmertemperatur die Nachleuchtfarbe (und entsprechend auch der Polarisationsgrad) mit derjenigen der Fluoreszenz praktisch übereinstimmt und erst bei -130° die Phosphoreszenzbande stark hervortritt. Dadurch werden manche in der älteren Literatur vorhandenen Widersprüche aufgeklärt.

Peter Pringsheim.

E. Gaviola und Peter Pringsheim. Über den Einfluß der Konzentration auf die Polarisation der Fluoreszenz von Farbstofflösungen. ZS. f. Phys. **24**, 24–36, 1924, Nr. 1. Es wird zunächst durch Versuche gezeigt und theoretisch begründet, daß bei Messung des Polarisationsgrades einer Lichtstrahlung mit Savartscher Platte und kompensierendem Glasplattensatz ganz falsche Resultate erhalten werden, sobald es sich um Polarisationsgrade > 20 Proz. handelt und man nicht die mehrfachen Reflexionen an den Glasplatten berücksichtigt. Für den Fall von einer und vier Glasplatten wird die Rechnung vollständig durchgeführt. Nach dieser Methode wird dann der Polarisationsgrad des Fluoreszenzlichtes von Uranin und Eosin in Glycerin bei Zimmertemperatur untersucht, und zwar in Richtung des erregenden Lichtes, das seinerseits linear polarisiert ist, unter Verwendung komplementärer Lichtfilter. Die Konzentration

der Farbstoffe wird zwischen 4 und 10^{-3} mg pro Gramm Glycerin variiert, und es zeigt sich, daß, während mit wachsender Verdünnung der Polarisationsgrad einem oberen Grenzwert zustrebt, bei großen Konzentrationen die Polarisation vollständig verschwindet. In ganz wasserfreiem Glycerin wird im Maximum ein Polarisationsgrad von 45 Proz. gemessen, in wasserhaltigen Lösungen wird auch bei tieferen Temperaturen, bei denen die Zähigkeit scheinbar viel größer ist, ein derartig hoher Polarisationsgrad nie erreicht. Schließlich werden Gründe dafür diskutiert, daß die Depolarisation der Fluoreszenzstrahlung bei hohen Konzentrationen nicht wesentlich durch Reabsorption in der Lösung verursacht sein kann, sondern daß hier noch nicht näher zu erklärende Störungen durch die zu dicht benachbarten leuchtfähigen Moleküle im Spiele sein müssen.

Peter Pringsheim.

E. Gaviola. Die Abklingungszeiten der Fluoreszenz von Farbstofflösungen. *ZS. f. Phys.* **35**, 748—756, 1926, Nr. 10. Es wird eine Modifikation der Abraham-Lemoineschen Anordnung beschrieben, die zur Messung der Lichtgeschwindigkeit nach der Fizeauschen Methode oder als Phosphoroskop für sehr kurz dauerndes Nachleuchten dienen kann: das Licht einer Bogenlampe durchsetzt eine zwischen gekreuzten Nicols stehende, mit Nitrobenzol gefüllte Kerrzelle und trifft entweder auf einen Spiegel oder auf die lumineszenzfähige Substanz. Von dort legt der gespiegelte Strahl bzw. das Lumineszenzlicht den gleichen Weg rückwärts zurück, wird jedoch nach dem Durchgang durch die Kerrzelle mit Hilfe einer halbdurchlässigen Platte seitwärts herausgeworfen und mit einer geeigneten Vorrichtung auf seinen Polarisationszustand untersucht. Das aus den Nicols und der Kerrzelle gebildete System läßt das Licht nur dann hindurch, wenn das Feld in der Kerrzelle erregt ist, von der Stärke des Feldes im Moment des Lichtdurchgangs hängt Intensität und Polarisation des durchgelassenen Lichtes ab. Der funktionelle Zusammenhang zwischen diesen Größen wird diskutiert. Wird die Spannung an den Kondensatorplatten der Kerrzelle durch hochfrequente Schwingungen eines Holbornschen Schwingungskreises ($\lambda = 16$ m) gesteuert, so dient sie zur periodischen Unterbrechung des Strahlenganges und tritt an die Stelle des Zahnrades der Fizeauschen Anordnung bzw. der rotierenden Sektoren im Becquerelschen Phosphoroskop. Durch sukzessive Vergrößerung des Abstandes von der Kerrzelle zum Spiegel ergibt sich die Frequenz (bzw. Wellenlänge) der erregenden Schwingung innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit dem Werte, der mit Hilfe der Wellenausbreitung an Lecherschen Drähten bestimmt wird. Bei der Untersuchung fluoreszierender Substanzen ergeben sich für Lösungen von Fluorescein und Rhodamin in Wasser und Glycerin einwandfrei andere Werte des Polarisationszustandes als bei der Reflexion am Spiegel (Nachleuchtdauer = 0), und es berechnen sich daraus mittlere Nachleuchtdauern zwischen $1,5$ und $5 \cdot 10^{-9}$ sec. Eine Abhängigkeit der Nachleuchtdauer von Temperatur, Konzentration oder Zähigkeit des Lösungsmittels läßt sich nicht mit Sicherheit nachweisen. Bei den zum Vergleich anzustellenden Beobachtungen mit gespiegeltem Lichte müssen stets FarbfILTER verwandt werden, die der Strahlung ungefähr die gleiche spektrale Zusammensetzung erteilen, wie sie das Fluoreszenzlicht besitzt, da sonst wegen der starken Dispersion in der Doppelbrechung des Kerreffektes sehr große Fehler auftreten würden.

Peter Pringsheim.

Peter Pringsheim. Über die Bandenfluoreszenz des Kaliums und Natriums. *ZS. f. Phys.* **38**, 161—175, 1926, Nr. 3. Die Bandenfluoreszenzspektren in den gesättigten Dämpfen von K, Na und K-Na-Gemischen, die in Glaskugeln in einem elektrischen Ofen auf 300° erhitzt sind, werden aufgenommen

und ausgemessen. Dabei erhält man im möglichst sorgfältig gereinigten Na die bekannten beiden Bandengruppen im Grün und im Rotorange, im K eine Bandengruppe im Rot, im K-Na-Gemisch neben diesen eine weitere, auch schon in Absorption und im Lichtbogen beobachtete Bandengruppe von Gelb bis Orange. In dieser Bandengruppe mit monochromatischem Lichte hervorgerufene Resonanzspektren haben eine andere Schrittweite als die Resonanzspektren in den grünen und roten Banden des reinen Na, die ihrerseits untereinander gut übereinstimmen — sie gehören also offenbar einem anderen Molekül an, vermutlich einem zweiatomigen KNa-Molekül. — Um zu beweisen, daß die Banden des „reinen“ Na nicht, wie Dunoyer annimmt, von organischen Verunreinigungen herrühren, werden Kugeln hergestellt, deren Na-Füllung entweder durch Erhitzen von reinem Na-Azid im Vakuum gewonnen oder nach der Methode von Pirani und Lax aus geschmolzenem Natriumnitrat durch die Glaswand hindurch ins Vakuum hinein elektrolysiert war. In beiden Fällen erhielt man die gleichen Fluoreszenzspektren, wie in dem durch bloße Destillation vorgereinigten Na.

Peter Pringsheim.

W. Orthmann und Peter Pringsheim. Über die Auslöschung der Hg-Resonanzstrahlung in Quecksilberdampf von hohem Druck. ZS. f. Phys. 35, 626—632, 1926, Nr. 8/9. Durch die Strahlung einer wassergekühlten Quarz-Hg-Lampe wird in einem Gemisch von Quecksilber- und Thalliumdampf die sensibilisierte Fluoreszenz des Thalliums angeregt. Mit Hilfe von an dem eigentlichen Beobachtungsrohr angebrachten Ansatzrohren, die metallisches Hg bzw. Tl enthalten und durch getrennte Öfen geheizt werden, läßt sich der Partialdruck der beiden Dämpfe im Beobachtungsrohr, das stets auf 675^o gehalten wird, regulieren. Es zeigt sich, daß die sensibilisierte Tl-Fluoreszenz weiter zur Beobachtung gelangt, wenn die Hg-Dichte so weit gesteigert ist, daß die Hg-Resonanzlinie selbst vollständig aus dem Emissionsspektrum verschwunden ist. Daraus wird geschlossen, daß die Auslöschung der Hg-Resonanz infolge von Erhöhung der Dampfdichte zum mindesten teilweise auf eine Überführung der angeregten Atome durch Zusammenstöße in den metastabilen Zustand zu erklären ist. Da einige der Thalliumlinien selbst bei einem Hg-Dampfdruck von über einer Atmosphäre noch merklicher ihre volle Intensität besitzen, obwohl der Tl-Dampfdruck nur etwa 10^{-2} mm betrug, so müssen die metastabilen Hg-Atome mehr als 10^4 Zusammenstöße mit anderen Hg-Atomen überleben, ohne ihre Erregungsenergie abzugeben.

Peter Pringsheim.

E. Fermi und F. Rasetti. Über den Einfluß eines wechselnden magnetischen Feldes auf die Polarisation der Resonanzstrahlung. ZS. f. Phys. 33, 246—250, 1925, Nr. 3. Eine durch die linear polarisierte Strahlung einer wassergekühlten Hg-Bogenlampe angeregte Hg-Resonanzlampe wird in ein mit Hilfe von elektrischen Schwingungen erzeugtes magnetisches Wechselfeld gebracht; die Beobachtung der Resonanzstrahlung erfolgt senkrecht zum Primärstrahl in Richtung der magnetischen Kraftlinien. Während unter diesen Bedingungen ein statisches Magnetfeld von wenigen Gauß die Polarisation des Fluoreszenzlichtes vollständig zerstört, nimmt die Depolarisation bei konstant gehaltener mittlerer Feldstärke mit wachsender Frequenz ab, und zwar wird dieser Effekt bei desto kleineren Wechselzahlen bemerkbar, je schwächer das Feld ist: bei Feldern von 1,7 Gauß nimmt die Polarisation schon bei $3 \cdot 10^6$ Wechseln in der Sekunde deutlich zu, bei 2,5 Gauß wird sie erst zwischen 4 und $5 \cdot 10^6$ Wechseln erkennbar, während bei 3,2 Gauß unter $5 \cdot 10^6$ Wechseln

der Effekt noch nicht zu beobachten ist. Diese numerischen Resultate sind nur mit der Annahme vereinbar, daß für die Hg-Resonanzlinie $2536,7 \text{ \AA}$ mit einer $\frac{2}{3}$ -fachen Larmorpräzession zu rechnen ist.

Peter Pringsheim.

W. Hanle. Die elektrische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz von Quecksilber. ZS. f. Phys. 35, 346–364, 1925, Nr. 5. Die für die Versuche verwandte Hg-Resonanzlampe — ein hochevakuiertes Glasrohr, das einen Tropfen Quecksilber enthält — ist mit drei Quarzglasfenstern versehen, von denen zwei einander diametral gegenüberstehen, während das dritte seitliche Beobachtung unter 90° gestattet; in das Rohr sind weiter zwei Elektroden im gegenseitigen Abstand von 2,5 bis 7 mm eingesetzt, an die Spannungen bis zu 30 000 Volt (etwa 100 000 Volt/cm) angelegt werden können. Eingestrahlt wird linear polarisiertes Licht von der Wellenlänge $2536,7$, das mit Hilfe eines Monochromators aus der Gesamtstrahlung einer Quarz-Hg-Lampe ausgesondert ist. Die Beobachtung erfolgt photographisch entweder durch das seitliche Fenster, unter 90° , oder durch das Eintrittsfenster unter 25° gegen den Primärstrahl, oder schließlich in Richtung des erregenden Lichtes durch das Austrittsfenster; der Polarisationsgrad bzw. die Elliptizität der Polarisation wird durch die von einem Babinetkeil herrührenden Interferenzstreifen gemessen; das elektrische Feld liegt stets vertikal, variiert wird außer der Beobachtungsrichtung die Lage des elektrischen Vektors im erregenden Lichte. Je nach Wahl dieser beiden Variablen und nach der Feldstärke erscheint das Resonanzlicht im elektrischen Felde linear, elliptisch oder nicht polarisiert. Die einfacheren Fälle lassen sich auf Grund eines klassischen Modells deuten, auch noch für das Auftreten elliptischer Polarisation in schwachen Feldern bei Beobachtung unter 25° , wenn der elektrische Vektor der Primärstrahlung um 45° gegen die Vertikale gedreht ist; die klassische Theorie versagt aber für den Fall, daß der elektrische Primärvektor horizontal steht und in Richtung dieses Vektors beobachtet wird: in diesem Falle ist im elektrischen Felde die Sekundärstrahlung mit ihrem elektrischen Vektor parallel zur Richtung des Primärstrahles polarisiert. Dagegen wird die Quantentheorie, derzufolge das 2^3P_1 -Niveau (Atom im erregten Zustand) im elektrischen Felde in drei Niveaus aufspaltet, von denen jedoch zwei (mit den Quantenzahlen ± 1) energetisch zusammenfallen, allen Erscheinungen gerecht. Es ist nur die Annahme zu machen, daß bei kleinen Feldern keine oder nur unvollkommene elektrische Richtungsquantelung besteht. Durch besondere Versuche wird bewiesen, daß es sich bei diesen Polarisationsbeobachtungen nicht um sekundäre Phänomene handelt, die durch einen Kerreffekt in dem von der Fluoreszenzstrahlung noch zu durchsetzenden Hg-Dampf oder im Quarzglas verursacht werden. Weiter werden Beobachtungen in kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern angestellt; dabei zeigt es sich, daß für die Polarisation der Ausstrahlung nur das jeweils stärkere Feld maßgebend ist, wobei als stärkeres Feld dasjenige anzusehen ist, das die größere Frequenzaufspaltung hervorbringt. Schließlich wird auch noch in einem Absorptionsrohr von 40 cm Länge der Faradayeffekt der Hg-Resonanzlinie in sehr schwachen Magnetfeldern untersucht: es gelingt, ihn bis herab zu 2 Gauß durch Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols nachzuweisen. Durch Gaszusatz wird die Aufhellung vermindert, und zwar erst bei Drucken, bei denen eine Verbreiterung der Absorptionslinie merklich wird.

Peter Pringsheim.

Wilhelm Schütz. Experimentelle Beiträge zur Frage des optischen Nachweises der Richtungseinstellung der Atome im Magnetfeld. ZS. f. Phys. 38, 853–863, 1926, Nr. 11/12. [S. 168.]

Gerlach.

The Research Staff of the General Electric Company, Ltd. Photoelectric and Selenium Cells. *Nature* **113**, 606, 1924, Nr. 2843. Im Gegensatz zu der von anderer Seite ausgesprochenen Meinung halten die Verff. hochevakuierte Alkaliphotozellen, die vollkommen frei von Trägheits- und Ermüdungseffekten sind, dem Selen für photometrische Zwecke für überlegen. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit, sofern eine solche notwendig, scheint es vorteilhafter, statt der Stoßionisation in gasgefüllten Zellen äußere Verstärkeranordnungen zu verwenden.

Peter Pringsheim.

Lars A. Welo. The photoelectric emission from platinum as influenced by heating. *Phil. Mag.* (7) **2**, 463–473, 1926, Nr. 8. Pt-Streifen werden im besten erreichbaren Vakuum geglüht und mit spektral zerlegtem Lichte eines Hg-Bogens auf ihre lichtelektrische Empfindlichkeit untersucht. Im Gegensatz zu früheren Ergebnissen des Verf. sinkt an einzelnen Pt-Proben nach längerem Glühen auf 1140° die lichtelektrische Stromstärke bei Erregung mit der Linie 2536 Å auf wenige Prozent des Maximalwertes. Dagegen zeigen andere, aus demselben Material stammende Folien selbst nach Erhitzung auf 1300° unter sonst identischen Bedingungen nur eine Abnahme der Empfindlichkeit auf etwa 30 Proz. der Höchstwertes. Dies verschiedene Verhalten wird dem Vorhandensein minimaler Mengen von unbekannten Verunreinigungen zugeschrieben. Durch Schaben der Folie an der Luft läßt sich der unempfindliche Zustand teilweise regenerieren, und zwar in höherem Grade, als es dem Einfluß der Luft allein zuzuschreiben ist; denn eine Untersuchung über die Wirkung von H₂, O₂, Luft und der aus dem bei der Evakuierung verwandten Kühlgefäß verdampfenden kondensierbaren Gase zeigt, daß diese auch bei längerem Stehen auf die vorher durch Glühen unempfindlich gemachte Folie keinen oder doch nur sehr geringen Einfluß haben. Sehr langes Stehen an Luft dagegen oder Glühen in H₂ oder Kohlenwasserstoffen lassen die abgesunkene lichtelektrische Empfindlichkeit wieder stark ansteigen.

Peter Pringsheim.

Lee A. Du Bridge. Variations in the photoelectric sensitivity of platinum. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 162–168, 1926, Nr. 3. Ein Pt-Streifen wird in einem hochevakuierten Glasrohr mit angeschmolzenem Quarzfenster, das dauernd mit einem durch flüssige Luft gekühlten Holzkohlegefäß in Verbindung steht, durch elektrischen Strom geglüht; die Gegenelektrode bildet ein die Folie konzentrisch umschließender Ni-Zylinder, der ganze Apparat wird vor Beginn der Versuche längere Zeit auf 250° erhitzt, der Druck steigt während der Untersuchung nie über $5 \cdot 10^{-8}$ mm Hg. Zur lichtelektrischen Erregung dient entweder das Licht eines Hg-Bogens oder auch einer Geisslerentladung in einer mit H₂ gefüllten Quarzröhre. Die stets bei Zimmertemperatur gemessene Photostromstärke unter konstanten Erregungsbedingungen (integrale Hg-Strahlung) nimmt mit zunehmender Glühdauer anfänglich ab und strebt einem Grenzwert zu, der etwa 10 Proz. (bei einer anderen Folie bloß 3 Proz.) des Anfangswertes entspricht. Dieser Endwert ist unabhängig von der Höhe der verwandten Glühtemperatur, er wird nur bei höheren Temperaturen (1550°) sehr viel schneller erreicht als bei tieferen (1200°), im ersten Falle in einigen Minuten, im zweiten nach etwa 10 Stunden. Durch Verwendung geeigneter Lichtfilter (verdünnte Essigsäure in Flußspattrog) in Verbindung mit der Hg-Strahlung oder durch Vergleich der Wirkung des Hg-Bogens mit dem des H₂-Rohres wird eine gleichzeitige Verschiebung der langwelligen Grenze von etwa 2482 Å nach etwa 1950 Å nachgewiesen. Untersuchungen über die lichtelektrische Empfindlichkeit des Pt im heißen Zustand zeigen, daß nach hinreichender Entgasung (etwa 100stündige

Erwärmung im Vakuum) eine deutliche Temperaturabhängigkeit existiert, indem der Photostrom bei Konstanzhaltung der übrigen Bedingungen mit steigender Temperatur anfänglich langsam, dann stärker anwächst und bei 1150° fast den doppelten Betrag des bei Zimmertemperatur ausgelösten erreicht. Höhere Temperaturen können wegen zu großer thermischer Elektronenemission nicht untersucht werden.

Peter Pringsheim

Eduard Steinke. Natürliche Schwankung schwächster Photoströme. ZS. f. Phys. 38, 378–403, 1926, Nr. 4/5. Unter der Voraussetzung, daß der Austritt von Photoelektronen voneinander unabhängige Ereignisse darstelle, werden analog den Schwankungserscheinungen bei radioaktiven Prozessen die Schwankungen berechnet, die die Aufladezeiten eines mit einer belichteten Platte verbundenen Elektrometers auf immer die gleiche Spannung infolge der natürlichen Schwankung des Photostromes bei konstanter einfallender Lichtintensität aufweisen müssen. — Die Empfindlichkeit des verwandten Hoffmannschen Quadrantenelektrometers (Kapazität 2,3 cm) war so groß, daß bei 9,5 m Skalenabstand 1 mm Ausschlag einer Aufladung durch 2000 Elektronen entsprach; ferner wurde durch besondere Versuche nachgewiesen, daß der primäre Elektronenstrom durch Stoßionisation im Innern der gasgefüllten Photozelle auf das 50fache gesteigert werden konnte, ohne die Aufladungskurven merklich zu verzerren, was bei der sehr viel größeren Verstärkung im Geigerschen Spitzenzähler nicht mehr der Fall ist. Besondere Sorgfalt war auf die absolute Konstanzhaltung der beschleunigenden Spannung an der K-Photozelle sowie des Stromes in der zur Erregung dienenden Glühlampe zu legen. Innerhalb der angegebenen Stoßionisationsverstärkung ergaben sich die beobachteten Schwankungen unabhängig von der Zellspannung und stimmen für jede Primärlichtstärke auf etwa 10 Proz. mit der theoretisch aus der bekannten Größe des elektrischen Elementarquantums errechneten überein. Hierdurch wird die Berechtigung der Voraussetzung betreffend die Unabhängigkeit der Elementarprozesse bestätigt. *Peter Pringsheim.*

Wilhelm Zimmermann. Über lichtelektrische Untersuchungen an der Flüssigkeitsoberfläche. Ann. d. Phys. (4) 80, 329–348, 1926, Nr. 12. Flüssigkeitsoberflächen werden mit dem Lichte einer Hg-Amalgamlampe bzw. einer besonderen Hg-Bogenlampe mit Flußspatfenster bestrahlt, durch geeignete Filter können besondere Spektralbereiche ausgeblendet werden. Als Anode dient ein auf 100 Volt aufgeladenes Drahtnetz, das Auftreten lichtelektrischer Ströme wird durch die Aufladung eines mit der Flüssigkeit leitend verbundener Elektrometers nachgewiesen. Die Flüssigkeitsoberflächen können durch eine geeignete Überfließvorrichtung während der Beobachtung dauernd erneuert werden; das eventuelle Auftreten fester Oberflächenschichten wird durch die Veränderung der Schwingungsdauer eines die Oberfläche durchsetzenden kleinen Pendels festgestellt. Von den zahlreichen untersuchten Lösungen in reinstem destillierten Wasser waren ohne Bildung fester Oberflächen nur diejenigen der Ferrocyanide wirksam. Die zeitliche Änderung der lichtelektrischen Empfindlichkeit dieser Lösungen zeigte sich unabhängig von der Belichtung und wurde als durch eine kolloidal gelöste Beimengung verursacht nachgewiesen; bei dauernder Erneuerung der Oberfläche ließ sie sich beseitigen. Die Empfindlichkeit der Ferrocyanide von K, Na, Li steigt mit zunehmender Konzentration, und zwar stärker als diese. Durch Zusätze, welche die Dissoziation des Ferrocyanids herabsetzen (etwa KCl), wird die lichtelektrische Empfindlichkeit erhöht: beide Ergebnisse beweisen, daß der lichtelektrische wirksame Teil der Lösung aus undissoziierten Molekülen besteht. Da eine Häufung empfindlicher Moleküle in der Oberfläche

nicht beobachtet wurde, ist die Dissoziation an der Oberfläche nicht wesentlich verschieden von der im Innern der Lösung. Schließlich wurde auch die lichtelektrische Wirkung an dünnen Schichten fester Salze gemessen: während die Ferrocyanide wieder die größte Empfindlichkeit besaßen, waren hier auch andere Verbindungen (KJ, KBr, FeSO_4 usw.), die in wässriger Lösung keinerlei Effekt zeigten, lichtelektrisch erregbar. Daraus wird der Schluß gezogen, daß die Oberflächenschichten dieser Lösungen ärmer an undissoziierten Molekülen sind als das Innere.

Peter Pringsheim.

S. Schlivitch. Sur les piles photovoltaïques à électrodes inaltérables. C. R. 182, 891—893, 1926, Nr. 14. Sorgfältig gereinigte Pt-Elektroden tauchen in wässrige Lösungen von Kaliumbichromat, Ammoniumbichromat oder Natriumnitrat; auf eine der beiden Elektroden wird mit Hilfe von Glaslinsen durch einen Wassertrog hindurch das Licht eines Hg-Bogens konzentriert. Sie nimmt dann im Laufe einiger Minuten ein negatives Potential gegen die unbelichtete Elektrode an, das bis auf 15 Millivolt in verdünnten Lösungen ansteigen kann; in konzentrierteren Lösungen von $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ ist die Wirkung kleiner. Umgekehrt ist in verdünnten NaNO_3 -Lösungen der Effekt kaum nachweisbar und erreicht erst bei größeren Konzentrationen höhere Werte. Nach Abblenden des Lichtes klingt der Effekt langsamer ab, und die Spannung kehrt in manchen Fällen ihr Vorzeichen um.

Peter Pringsheim.

Carleton C. Murdock. The location of the electromotive force in a photo-active cell containing a fluorescent electrolyte. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 504—508, 1926, Nr. 8. Eine alkoholische Lösung von Rhodamin B wird in einem rotierenden Gefäß gegenüber zwei ruhenden Pt-Elektroden in dauernder fließender Bewegung gehalten. Durch ein verschiebbares Fenster kann entweder eine der beiden Elektroden oder allein die Lösung, bevor oder nachdem sie diese Elektrode passiert hat, belichtet werden. Die zwischen den Elektroden auftretende Spannung wird durch ein empfindliches Galvanometer gemessen; sie zeigt zwar ein Maximum bei Belichtung der Elektrode selbst, ist aber noch deutlich nachweisbar (und zwar im gleichen Sinne), wenn die Lösung vor dem Passieren der Elektrode vom Lichte getroffen wird, während sie bei Belichtung der Lösung hinter der Elektrode auf Null sinkt und dann ihr Vorzeichen wechselt. Daraus folgt, daß mindestens ein Teil des Effektes seinen Sitz nicht an der Elektrode, sondern im Innern der Flüssigkeit haben muß.

Peter Pringsheim.

Edward J. Lorenz. The so-called Positive Photo-Electric Emission (Inverse Effect) and the Reality of the Sub-Electron. Phil. Mag. (7) 1, 499—509, 1926, Nr. 2. In einem Millikankondensator, der mit sorgfältig gereinigten Gasen (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , He) gefüllt wird, werden durch Zerstäubung hergestellte Öl- und Glycerintröpfchen und durch Verdampfung gewonnene Hg-Tröpfchen in der Schwebe gehalten, deren Radien, sowohl nach der Millikanschen als nach der Wasserschen Methode bestimmt, zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ und $1 \cdot 10^{-4}$ cm variieren. Durch ein Quarzfenster können die Tröpfchen mit dem integralen Lichte einer Hg-Bogenlampe bestrahlt und so lichtelektrisch erregt werden. Sind durch geeignete Blenden sowohl die Kondensatorwände als das zu beobachtende Tröpfchen vor Ultraviolettbestrahlung geschützt, so ist niemals ein Effekt zu beobachten, d. h. eine lichtelektrische Ionisierung der Füllgase durch das Hg-Licht kommt nicht in Betracht; wird das Tröpfchen mit belichtet, nicht aber die Kondensatorflächen, so treten stets „direkte“ Photoeffekte, die in der Emission eines Elektrons bestehen, auf, niemals aber inverse Effekte. Solche

werden dagegen stets beobachtet, wenn die Wände vom Lichte getroffen werden und sind also durch normale lichtelektrische Wirkung an diesen zu erklären, die bei den Wasserschen Versuchen wegen der kleinen Apparatdimensionen vermutlich nicht zu vermeiden gewesen seien. Es werden weiter Messungen an Hg-Tröpfchen durchgeführt zur Entscheidung über die Subelektronenfrage; dabei zeigt es sich, daß an jedem einzelnen Tröpfchen jede Umladung (spontan, durch ultraviolette Licht, durch Radiumstrahlen) immer dieselbe Elektrizitätsmenge beträgt, wenn auch an verschiedenen Tröpfchen, falls man ihre Radien nach den üblichen Methoden bestimmt, unter Umständen ungleiche Elementarladungen sich ergeben. Unterschreitungen des elektrischen Elementarquantums werden jedoch nur an solchen Tröpfchen beobachtet, die im Gegensatz zu den übrigen lichtelektrisch ganz unempfindlich sind: diese bestehen offenbar nicht aus reinem Hg und somit kann man zum Berechnen ihrer Radien nicht die normale Dichte des Hg verwenden.

Peter Pringsheim.

Hippolyte Copaux et André Copaux. Méthode de dosage des gas colorés, fondée sur l'emploi de la pile photoélectrique, et son application au cas des vapeurs nitreuses. C. R. 181, 1058—1060, 1925, Nr. 25. Es wird vorgeschlagen, die Konzentration eines gefärbten Gases in einem sonst farblosen Gasgemisch durch Messung des Lichtabsorptionsvermögens mit Hilfe einer Alkaliphotozelle zu bestimmen. Derartige Messungen wurden an Gemischen aus Luft und NO_2 durchgeführt und gaben sehr gute Übereinstimmung mit Messungen der Konzentration, die nach üblichen chemischen Methoden erfolgten.

Peter Pringsheim.

B. Gudden und R. Pohl. Über lichtelektrische Leitung im Selen. ZS. f. Phys. 35, 243—259, 1925, Nr. 4. Die Messungen wurden durchgeführt an Kristallen der roten Selenmodifikation, deren Durchmesser und Länge einige Millimeter betrug, und deren Endflächen mit leitenden Elektroden (Metallschicht, elektrolytgetränktes Fließpapier) versehen waren; zur Erregung diente das spektral zerlegte Licht einer Wolframdrahtlampe, deren Energie mit einer Thermo-säule gemessen wurde; die Belichtungsdauern konnten durch einen pneumatischen Sektorenverschluß reguliert werden, die durch den Kristall gegangenen Elektrizitätsmengen wurden mit einem Einfadenelektrometer gemessen. Es zeigt sich, indem die Elektrizitätsmenge als Funktion der Belichtungsdauer aufgetragen wird, daß für jede erregende Wellenlänge (900, 750, 640 $\text{m}\mu$) der lichtelektrische Strom mit einem endlichen Werte trägheitslos einsetzt; dieser Anfangswert ist der Lichtenergie proportional (gemessen zwischen 1 und $12 \cdot 10^{-6}$ $\text{cal/sec} \cdot \text{cm}^2$), er nimmt innerhalb des angewandten Spannungsbereiches linear mit der Spannung zu — das Nichtauftreten eines Sättigungsstromes ist auf die fehlerhafte Beschaffenheit der zur Verfügung stehenden Kristalle zurückzuführen. Die spektrale Verteilung der Lichtwirkung, bezogen auf gleiche einfallende Energie, zeigt das charakteristische Maximum an der optischen Absorptionskante bei etwa $0,7 \mu$; die Lichtabsorption konnte in den Kristallen nicht gemessen werden, schätzungsweise betrug die absolute Ausbeute etwa 1 Proz. des Quantenäquivalents. Infolge des Dichroismus der Kristalle hängt die relative Wirksamkeit des Lichtes von der Orientierung gegen die Kristallachsen ab. Durch Bestrahlung mit lichtelektrisch wirksamem Lichte (und zwar auch bei Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes) wird das Absorptionsspektrum nach längeren Wellen erweitert, wie aus der nun veränderten Verteilung der lichtelektrischen Erregbarkeit hervorgeht; dabei nimmt im Gegensatz zum Verhalten des verfärbten Steinsalzes das Absorptionsvermögen im ursprünglichen Lichtabsorptionsgebiet nicht ab. Der Ersatz der durch erregendes Licht abgetrennten Elektronen, der bei Anwesenheit

eines äußeren elektrischen Feldes als „positiver Primärstrom“ zur Beobachtung gelangt, erfolgt durch thermische Bewegung größtenteils innerhalb einiger Sekunden, außerdem durch Absorption langwelligen Lichtes. Der zeitliche Verlauf des lichtelektrischen Primärstromes, wie er bei verschiedenen erregenden Wellenlängen und verschiedenen Lichtintensitäten gemessen wird, gleicht weitgehend dem am verfärbten NaCl bei höheren Temperaturen beobachteten. Demnach scheint der Leitungsmechanismus in beiden Kristallgruppen mit lichtelektrischem Leitvermögen (Eigenfärbung wie im Selen, Fremdfärbung wie im NaCl) im wesentlichen gleichartig zu sein. Bei den Lenardphosphoren scheinen beide Arten von lichtelektrischer Erregbarkeit superponiert zu sein, wobei der *u*-Prozeß der Eigenfärbung, der *d*-Prozeß der Fremdfärbung zuzuschreiben wäre. Zum Schluß wird die von zahlreichen Autoren untersuchte lichtelektrische Leitung in metallischem Selen kurz behandelt und die Meinung begründet, daß es sich hier durchweg um sehr komplizierte Sekundärstromerscheinungen handelt. *Peter Pringsheim.*

B. Gudden und R. Pohl. Über den scheinbaren Antagonismus kurzer und langer Wellen bei der lichtelektrischen Wirkung. *ZS. f. Phys.* **37**, 881–888, 1926, Nr. 12. Es wird eine neue Erklärung der lichtelektrischen Leitungsvorgänge in Kristallen, soweit sie durch langwelliges („abbauendes“) Licht ausgelöst werden, vorgeschlagen. Während nach der älteren Anschauung es sich hierbei um einen prinzipiell von der Erregung mit kurzwelligem („aufbauendem“) Lichte verschiedenen Prozeß handeln sollte, der eher mit einer lokalen Erwärmung des Kristalls in Parallele zu stellen wäre, wird nun die Wirkung der Lichtabsorption für alle Wellenlängen als prinzipiell gleichartig angenommen; sie besteht in der Abtrennung eines Elektrons in dem absorbierenden Zentrum unter jedesmaliger Leistung der quantenmäßig festgelegten Arbeit, nur daß die Absorptionsspektren der Kristalle nach vorangehender Erregung mit kurzwelligem Lichte sich weiter nach größeren Wellen ausdehnen und demgemäß nun auch langwelligeres Licht in ihnen absorbiert wird. Diese Veränderung des Absorptionsspektrums durch die Erregung rührt von der Störung des Gitters her und ist vollkommen analog der Veränderung des Absorptionsspektrums durch andersartige Störungen, wie Gitterfehler oder Temperaturerhöhung. Als Zusatzhypothese muß dann noch angenommen werden, daß die Störung eines Zentrums (oder eines Volumenelements) durch Elektronenabspaltung ein gewisses Maß nicht übersteigen kann — wird dieses erreicht (gleichviel, ob nur durch Einstrahlung kurzwelligen Lichtes oder teilweise nachträglich durch langwelliges Licht, das in dem teilweise vorerregten Zentrum nun auch absorbiert wird), so erfolgt „ruckweise“ ein Ausgleich der Störung, wobei das Zentrum in seinen normalen unerregten Zustand zurückkehrt. Durch diese Annahmen werden alle von den Verff. in einer langen Reihe von Arbeiten aufgefundenen Erscheinungen erklärt, insbesondere die Tatsache, daß die Elektrizitätsbewegung stets trägheitslos einsetzt sowohl bei kurzwelliger Bestrahlung der unerregten als bei langwelliger Bestrahlung des erregten Kristalls, und ebenso, daß für beide Fälle pro Einheit absorbierter Lichtenergie Elektrizitätsbewegungen gleicher Größenordnung stattfinden. *Peter Pringsheim.*

Z. Gyulai. Lichtelektrische und optische Messungen an blauen und gelben Steinsalzkristallen. *ZS. f. Phys.* **35**, 411–420, 1926, Nr. 6. Das Absorptionsspektrum natürlich gefärbter sowie durch Na-Dampf additiv verfärbter Steinsalzkristalle wird mit Hilfe einer lichtelektrischen Photometerzelle gemessen, und zwar zur Ausschaltung der Reflexionsverluste stets in Differenzmessungen gegen glasklare Kristallstücke; an den gleichen Kristallproben wird

dann die spektrale Verteilung der lichtelektrischen Leitfähigkeit untersucht. In den natürlichen blauen und violetten Kristallen zeigt die lichtelektrische Empfindlichkeit, auch wenn sie auf gleiche absorbierte Energie bezogen wird, eine ausgesprochene Selektivität; die Bestrahlung mit lichtelektrisch wirksamem Lichte hat keinen Einfluß auf das optische Absorptionsspektrum, es fehlt also die sonst optisch sowohl als elektrisch nachweisbare Erregung. Mit Na-Dampf additiv blau verfärbtes NaCl hat ein Absorptionsspektrum gleicher Art wie natürliches blaues Steinsalz; durch Na-Dampf additiv gelb verfärbtes NaCl verhält sich dagegen in der Hauptsache wie das durch Röntgenstrahlen gelb verfärbte: das Absorptionsmaximum liegt bei Zimmertemperatur bei 470 m μ , durch vorangehende Erregung wird dieses Maximum flacher, während gleichzeitig im langwelligen Teil die Absorptionskurve gehoben wird. Danach scheint die lichtelektrische Wirkung im blauen NaCl ein Oberflächeneffekt an den kolloidalen färbenden Teilchen zu sein, die ultramikroskopisch sichtbar gemacht werden können, während in den gelben Präparaten die Verfärbung von einzelnen, in das Ionengitter eingelagerten Na-Atomen herrühren dürfte. *Peter Pringsheim.*

W. Flechsig. Zur Lichtabsorption in verfärbten Alkalihalogeniden. ZS. f. Phys. 36, 605–614, 1926, Nr. 8. Die optischen Absorptionsspektren von durch Röntgenbestrahlung verfärbten Kristallen (NaCl, NaBr, KCl, RbCl, KBr) sowie von natürlichem blauen Steinsalz werden mit Hilfe einer lichtelektrischen Photozelle bei Zimmertemperatur und bei -180° (für NaCl auch bei $+90^\circ$) untersucht, und zwar sowohl an unerregten als auch an durch Belichtung mit kurzwelligem Lichte erregten Kristallen. Um Reflexionsverluste zu eliminieren, dienen zum Vergleich stets Beobachtungen an unverfärbten Proben der gleichen Kristalle. Das zur Kühlung dienende, mit flüssiger Luft gefüllte Gefäß umschließt ringförmig den Kristall, so daß sich keine flüssige Luft im Strahlengang des Meßlichtes befindet. Für alle untersuchten Kristalle wird durch die Abkühlung das selektive Absorptionsgebiet schmäler, höher und rückt nach kürzeren Wellenlängen. Am NaCl (bei den anderen Kristallen nicht untersucht) ruft lichtelektrische Erregung bei -180° die gleiche Änderung des Absorptionsspektrums hervor wie bei Zimmertemperatur: Verflachung des Maximums der Absorptionskurve und Erhöhung der Absorption im langwelligen Gebiet. Durch Zusammenstellung der Beobachtungen an verschiedenen natürlichen und synthetischen Proben von NaCl sowie von KCl ergibt sich, daß Gitterfehler aller Art, lichtelektrische Erregung, die gleichfalls eine Störung des Gitters darstellt, und Temperaturerhöhung auf Form und Lage der optischen Absorptionskurve gleichartigen Einfluß haben. *Peter Pringsheim.*

A. Arsenjewa. Über die lichtelektrische Leitfähigkeit von Steinsalz. ZS. f. Phys. 37, 701–704, 1926, Nr. 9. An durch Röntgenbestrahlung gelb verfärbten Steinsalzplatten wird sowohl durch lichtelektrische Photometrierung die spektrale Verteilung des optischen Absorptionsvermögens, als auch die spektrale Verteilung der Erregbarkeit von lichtelektrischem Leitvermögen untersucht. Durch Vergleich beider Meßreihen erhält man die spezifische Wirkung der einzelnen Lichtarten, bezogen auf gleiche absorbierte Energie; die Resultate lassen sich innerhalb der Fehlergrenzen unter Annahme von vollständiger Konstanz des Erregungsvermögens als Funktion der Wellenlänge darstellen, während das von Gyulai auch für das verfärbte NaCl als gültig angegebene „Quanten-äquivalentgesetz“ zu systematischen Abweichungen von den Beobachtungen führt. *Peter Pringsheim.*

W. Howard Wise. The effect of recombination on the primary photoelectric current from a crystal. *Phys. Rev.* (2) **28**, 57–73, 1926, Nr. 1. Es wird zunächst theoretisch der Einfluß berechnet, den Wiedervereinigung der durch das Licht frei gemachten Elektronen auf ihrem Wege durch den Kristall mit positiven Ionen auf die lichtelektrische Stromstärke ausübt. Dabei kann die ungeordnete Diffusion der Elektronen gegenüber der gerichteten Bewegung im äußeren elektrischen Felde vernachlässigt werden, dagegen sind die beiden Fälle, daß die Richtung des einfallenden Lichtes parallel oder senkrecht zur elektrischen Feldrichtung liegt, getrennt zu behandeln. Die auf diesem Wege gewonnenen Resultate werden mit den experimentellen Ergebnissen von Gudden und Pohl verglichen: der von diesen erhaltene zeitliche Abfall des Stromes bei konstanter Belichtung, der mit wachsender Intensität der Strahlung zunimmt, läßt sich vollständig auf den Einfluß der Wiedervereinigung zurückführen, desgleichen aber auch — wenigstens zum großen Teil — die sehr starke Abnahme der spezifischen Wirksamkeit des Lichtes (scheinbare Ungültigkeit des Quanten-äquivalentgesetzes), wenn die erregende Strahlung in das Gebiet starker optischer Absorption fällt.

Peter Pringsheim.

A. Hantzsch und H. Carlsohn. Einfluß der Lösungsmittel auf die Löslichkeit und Lichtabsorption echter Salze. *ZS. f. anorg. Chem.* **156**, 199–209, 1926, Nr. 3. Zu Untersuchungen über optische Veränderlichkeit eignen sich besonders die Salze der sogenannten „Reineckesäure“, der Tetrarhodanatomdiamminchrommisäure $\left[\text{Cr} \begin{smallmatrix} (\text{NH}_3)_2 \\ (\text{NCS})_4 \end{smallmatrix} \right] \text{H}$. Die roten Alkali- und Erdalkalisalze dieser Säure sind in organischen Mitteln, wie Alkoholen, Estern und Ketonen, leicht löslich, und deshalb tritt auch der Zusammenhang zwischen Löslichkeit, Solvatbildung und Lichtabsorption gerade bei ihnen besonders deutlich hervor. Lösungs- und Verteilungsversuche mit Wasser, Äthylalkohol, Essigester und Aceton lassen auf die Existenz gemischter Solvate schließen. Ferner läßt sich ableiten, daß die Verteilung eines starken Elektrolyten zwischen zwei Lösungsmitteln nicht nur physikalisch von den Dielektrizitätskonstanten der letzteren und von der Löslichkeit des Elektrolyten in ihnen abhängt, sondern auch chemisch von der verschieden großen Stabilität der Solvate. Die durch Solvation auftretenden optischen Effekte wurden durch Extinktionsmessungen mit der grünen Quecksilberlinie $\lambda 546 \text{ m}\mu$ nachgewiesen. Die wässrigen Lösungen der Salze der Reineckesäure sind optisch innerhalb der Fehlergrenze identisch; sie folgen dem Beerschen Gesetz fast vollständig, und auch in großer Verdünnung ist kein Zerfall des Komplexes erkennbar. In Essigester und in Alkohol, in welchen sich nur die Hydrate der Salze lösen, gilt gleichfalls das Beersche Gesetz. In Aceton, in welchem sich außer den Hydraten auch wasserfreie Salze lösen, gilt merkwürdigerweise das Gesetz nur noch für die Hydrate. Die wasserfreien Salze haben in Aceton eine von der Löslichkeit und der Verdünnung abhängige andere Extinktion wie die Hydrate. Als wichtigstes Ergebnis folgt aus den beschriebenen Versuchen, daß vor allem die Solvation und nicht die elektrolytische Dissoziation die optischen Veränderungen bewirkt, und daß Löslichkeit, Solvation und Lichtabsorption in naher Beziehung zueinander stehen.

Kauffmann.

Lord Rayleigh. Further spectroscopic studies on the luminous vapour distilled from metallic arcs. *Proc. Roy. Soc. London* (A) **112**, 14–29, 1926, Nr. 760. Verf. hat seine erste Untersuchung über diesen Gegenstand [*Proc. Roy. Soc. London* (A) **108**, 262, 1925; diese *Ber.* **7**, 377, 1926] fortgesetzt, berichtigt und weiter ausgebaut. Die Versuchsanordnung hat eine Änderung er-

fahren, als der Hg-Bogen jetzt innerhalb einer Porzellanröhre brannte mit einer eisernen Kappe als Anode, in der sich ein seitliches Loch von 1 mm Durchmesser befand, aus dem der leuchtende Dampfstrahl austrat. Es hat sich gezeigt, daß man nicht ohne weiteres von im Dampfstrahl oder im Lichtbogen vorhandenen bzw. fehlenden Linien sprechen darf, sondern nur mehr von Intensitätsunterschieden oder von verschiedener Schärfe der Linien. Dies gilt im besonderen auch von der Linie 1849, die bisher im Dampfstrahl nicht beobachtet wurde. Die Linien der Serie $1 p_1 - nd$ zeigen von $n = q$ an aufwärts im Kern des leuchtenden Dampfes (besonders unmittelbar hinter der Austrittsöffnung, wo die Dampfdichte noch groß ist) eine starke Verbreiterung, die auf Starkeffekt zurückgeführt wird. Hiernit wird ihr Fehlen im Lichtbogen erklärt, da sie dann nicht mehr getrennt werden können. Das gleiche Verhalten zeigt in geringerem Maße die Serie $1 p_2 - nd$ und noch schwächer die anderen Serien. Die gleiche Untersuchung wurde noch auf Mg und Cd ausgedehnt, die beide im wesentlichen das gleiche Verhalten zeigen. Eine auffallende Abweichung bildet die Mg-Resonanzlinie, die im leuchtenden Dampfe noch vor den Singulett- und Triplettlinien erlischt. — Im zweiten Teil untersucht Verf. das Leuchten eines in einem Heizofen erzeugten Dampfes, das von dem Dampfstrahl, der aus dem Lichtbogen eines anderen Elements wegdestilliert, angeregt wird. Als anregende Dämpfe werden die von Na, Cd, Mg, Zn und Hg benutzt, die der Reihe nach Na, Ca, Cd, Mg, Zn, Hg anregen sollen. Hierzu wurde eine besondere Apparatur gebaut. Der Heizofendampfstrahl tritt in der Beobachtungsrichtung senkrecht in den Lichtbogendampfstrahl hinein. Es zeigt sich, daß im wesentlichen nur die Linien des Heizofendampfes angeregt werden, deren Anregungsspannung unterhalb der Ionisierungsspannung des Lichtbogendampfes liegt. Doch gilt diese Regel nicht durchweg. Am Schluß werden verschiedene Gründe für die beobachteten Ausnahmen angeführt.

Quarder:

W. E. Forsythe. The optical pyrometer as a brightness photometer. Journ. Frankl. Inst. 197, 517–525, 1924, Nr. 4. Verf. zeigt, daß das optische Pyrometer mit Einstellung auf Verschwinden des Fadens (Holborn-Kurlbaum) sich vorzüglich als Photometer zur Messung der Helligkeit verschiedener Oberflächen verwenden läßt.

Güntherschulze:

J. O. Perrine. A photoelectric microphotometer for photographic densities. Journ. Opt. Soc. Amer. 8, 381–387, 1924, Nr. 2. Durch Einbau einer Photozelle in einen Meßkomparator wird ein Mikrophotometer zur punktwoisen, objektiven Ablesung der Schwärzung photographischer Schichten improvisiert.

P. P. Koch.

Irwin G. Priest. The computation of colorimetric purity. II. Application of the purity to non-spectral colors. Journ. Opt. Soc. Amer. 13, 123–132, 1926, Nr. 2. In früheren Arbeiten (vgl. diese Ber. 5, 1006, 1924; 6, 651, 1925) wurde zur Berechnung der Reinheit p von Spektralfarben angegeben:

$$p = \left[1 - \frac{c}{L_r r + L_g g + L_b b} \right] : \left[1 - \frac{C}{L_r R + L_g G + L_b B} \right].$$

Darin haben die Buchstaben die folgende Bedeutung: Man denke sich ein Farbensdreieck von Einheitshöhe, dann sind r, b, g die kürzesten Entfernungen irgend eines Farbenpunktes von den drei Seiten; es ist immer $r + g + b = 1$ und für „Weiß“ $r = g = b$. Die Verbindungslinie dieses „Weißpunktes“ mit dem betreffenden Punkte der Farbtabelle schneidet in ihrer Verlängerung den in die Tafel ein-

getragenen geometrischen Ort der Spektrallichter in einem Punkte, der die Wellenlänge der Farbe angibt und dessen Koordinaten die speziellen Werte R, G, B haben. Unter den Koordinaten r, g, b möge die mit dem kleinsten Werte außerdem mit c , analog die kleinste unter den Koordinaten R, G, B mit C bezeichnet werden. Endlich bedeuten L_r, L_g, L_b individuelle Konstante, welche die relative „Helligkeit“ der Grundempfindungen messen. — In der vorliegenden Arbeit wird nun untersucht, inwieweit diese Formel zur Darstellung der Reinheit von Purpurtönen verwendet werden kann.

K. W. F. Kohlrausch.

Deane B. Judd. The computation of colorimetric purity. Journ. Opt. Soc. Amer. 13, 133–154, 1926, Nr. 2. Von Ives und Priest wurden unabhängig voneinander Formeln für die Darstellung der Farbreinheit durch Koordinaten des Farbdreiecks gegeben. (Anmerkung des Ref.: Es ist merkwürdig, daß die an sich sehr verdienstvollen amerikanischen Farbenarbeiten sich die in Deutschland schon seit längerer Zeit gemachten Fortschritte und Erfahrungen auf dem Gebiete der physikalischen Farbenbestimmung weder zunutze machen, noch diese Arbeiten jemals zitieren.) Die vorliegende Arbeit gibt 1. die Ableitung nach einer anderen Form der Reinheitsformel; 2. gibt sie eine Diskussion der Berechnungsmethode, die zugleich schnell und genau ist, und vergleicht sie mit verschiedenen anderen Formeln in bezug auf Verwendbarkeit im praktischen Gebrauch; 3. es wird die Formel auf die Berechnung von Purpurtönen angewendet; 4. es wird eine allgemeine Lösung für die Bestimmung der Dreieckskoordinaten r, g, b einer Farbe gegeben, die die Reinheit p und einen Farbton entsprechend einer Spektralfarbe mit den Koordinaten R, G, B hat, wobei die Helligkeitskoeffizienten L_r, L_g, L_b vorgegeben sind. (Über die Bedeutung der Zeichen vergleiche das vorstehende Referat.) Das Nähere muß in dem 21 Seiten langen Original selbst nachgelesen werden.

K. W. F. Kohlrausch.

Frank Allen. On the reflex origin of the self light of the retina. Journ. Opt. Soc. Amer. 8, 275–286, 1924, Nr. 2. In dieser Arbeit werden die charakteristischen Eigenschaften des Eigenlichtes der Netzhaut zusammengestellt und verglichen mit der Lichtempfindung, die durch die reflektorische Erregung der drei Grundempfindungen hervorgerufen wird. Zu diesem Zwecke werden die zahlreichen Angaben über das Eigenlicht in Peddies neuem Werke über Farbenempfindungen als Ausgangspunkt benutzt. Es wird gezeigt, daß Allens Anschauung über die „Empfindungsreflexe“ (vgl. diesbezüglich diese Ber. 5, 131, 1018, 1924) sehr wohl imstande ist, eine zufriedenstellende Erklärung für das Zustandekommen des Eigenlichtes und seines Farbtones zu geben. Ferner für das Vorhandensein einer invarianten Farbstelle im Spektrum, für die geringere Sättigung einer aus zwei oder mehr Komponenten additiv zusammengesetzten Farbe im Vergleich zur Sättigung der äquivalenten, aber spektral einfachen Farbe, für die Farbschwellenwerte, und endlich für den Einfluß von Änderungen des auf die Retina infolge Variation des Blutdruckes ausgeübten Druckes auf das Eigenlicht.

K. W. F. Kohlrausch.

Ludwig Janicki und Ernst Lau. Über die Abhängigkeit der Farbe von der Intensität. ZS. f. Sinnesphysiol. 57, 288–293, 1926. 1. Anschließend an Bezold wird zunächst folgendes Phänomen beschrieben: Gelb und Blau kommt in einem Spektroskop erst bei größeren Intensitäten zur Wirkung als Rot, Grün und Violett. Es schließt sich also an das Purkinjesche Phänomen totaler Farbenblindheit ein Phänomen von partieller Farbenblindheit an: Bei großer Dunkelheit ist der Mensch voll farbenblind, bei schwächerer Beleuchtung noch immer gelb-blau-blind. 2. Das

Spektrum dehnt sich bei größeren Intensitäten nach beiden Seiten aus, gleichzeitig verschieben sich die Stellen des Rots usw. Die Gegenden der reinsten Farben werden in Abhängigkeit von der Intensität in Wellenlängen bestimmt und graphisch dargestellt. Bei einem Intensitätsunterschied von 1:1000 wandert z. B. Rot um fast 100 μ . Bei Betrachtung von Linienspektren mit Linien sehr verschiedener Intensität treten paradoxe Umkehrungen der Farbfolge auf. Einige Farbenblinde wurden untersucht und festgestellt, daß weniger eine Farbenblindheit als eine stark heraufgesetzte Farbschwelle vorliegt. 3. Bei größeren Intensitäten ist, wie König und Brodhun gezeigt haben, die Unterschiedsschwelle kleiner. Es wird gezeigt, daß die geringe Unterschiedsschwelle durch die Mitwirkung von Gelb und Blau bedingt ist. *Lau.*

7. Wärme.

Vasilescu Karpen. Phénomènes semblant contredire le second principe de la thermodynamique (Expériences). Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 70 S—72 S, 1926, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 231.] Es handelt sich um ein Konzentrationselement, von dem der Verf. sagt, daß es bei Stromentnahme in keinem seiner Teile dauernd geändert wird, und daß es unbegrenzt Energie aus der Umgebung aufnimmt. *Henning.*

F. Ian G. Rawlins. The chemical constants of the halogen hydrides. Trans. Faraday Soc. 22, 233—240, 1926, Nr. 68. Unter der Annahme, daß 1. der Planksche Ausdruck für den temperaturunabhängigen Teil der molaren Verdampfungswärme — entsprechend den Atomvibrationen (Frequenz ν_0) im Molekül — bei dem großen ν_0 der Halogenwasserstoffe zu vernachlässigen ist; 2. daß alle Rotationen voll angeregt sind; 3. daß das ν der Lindemannschen Schmelzpunktsformel $\nu = 2,8 \cdot 10^{12} / [T_s / V^{2/3}]$ (T_s = Schmelztemperatur, m = Molekulargewicht, V = Molarvolumen) mit dem $\nu_{(\max)}$ der Debyeschen Formel für die spezifische Wärme übereinstimmt; 4. daß eine Frequenz die Kurve der spezifischen Wärme auch für binäre Verbindungen gibt; 5. daß die Debyesche Formel unter diesen Bedingungen anwendbar ist und 6. daß die Differenz $C_p - C_v$ (C_p = spezifische Wärme bei konstantem Druck, C_v = spezifische Wärme bei konstantem Volumen) vernachlässigt werden darf, werden die „chemischen Konstanten“ der Halogenwasserstoffe zu berechnen versucht. Ohne Verwendung direkter experimenteller Daten für Molekularwärmen und Umwandlungswärmen bei tiefen Temperaturen ergeben sich für die chemischen Konstanten folgende Mittelwerte: HCl = -0,585; HBr = -0,590; HJ = -0,780. Der Vergleich mit den entsprechenden Zahlen Ehrenfests und Syrkins ergibt keine Übereinstimmung, dagegen stimmen in zwei Fällen (HBr und HJ) die Ergebnisse mit denen Euckens gut überein. *Dadiou.*

H. L. J. Bäckström. Über die thermische Dissoziation von Calcium- und Magnesiumcarbonat. ZS. f. phys. Chem. 121, 289—298, 1926, Nr. 3/4. Bei einer Untersuchung der thermischen Dissoziation des Calciumcarbonats hat Andrussow (ZS. f. phys. Chem. 116, 81, 1925) nach seiner Differentialmethode Ergebnisse erhalten, die mit den nach der statischen Methode erhaltenen nicht übereinstimmen, und die Differenzen auf die Verschiedenheit der benutzten Methoden zurückgeführt. Ältere Versuche des Verf., die nach einer der An-

drussowschen sehr ähnlichen Methode ausgeführt wurden, machen es wahrscheinlich, daß die Erklärung für die mangelnde Übereinstimmung auf dem Gebiet der Temperaturmessung zu suchen ist. Ferner diskutiert der Verf. verschiedene Untersuchungen über die thermische Dissoziation des Magnesiumcarbonats und zeigt mit Hilfe des Nernstschen Wärmesatzes, daß die Ergebnisse, zu denen Marc und Sinrek (ZS. f. anorg. Chem. **82**, 17, 1913) gelangt sind, die zuverlässigsten sein dürften.

Böttger.

F. Fried. Messungen der EMK galvanischer Elemente vom Typus $\text{Me}|\text{MeO}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ und ihre Verwertung zur Prüfung des Nernstschen Wärmesatzes. ZS. f. phys. Chem. **123**, 406–428, 1926, Nr. 5/6. Die Messungen von Brönsted (ZS. f. phys. Chem. **65**, 84, 744, 1909) am Element $\text{Hg}|\text{HgO}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ wurden bei sorgfältigster Konstanthaltung der Temperatur kontrolliert. Nach Umrechnung der Werte auf unendliche Verdünnung (bei 0°) wurde für den Temperaturkoeffizienten der EMK in Übereinstimmung

mit Brönsted $-0,0003053$ Volt/Grad gefunden. Der Wert für $\left(\frac{\partial^2 E}{\partial T^2}\right)_p = 5,81$

$\cdot 10^{-7}$ Volt/Grad² stimmt mit der Differenz der Molwärmen gut überein. Die Reaktion $\text{PbO} + \text{H}_2 = \text{Pb} + \text{H}_2\text{O}$ wurde wegen Komplikationen bei der Anordnung $\text{Pb}|\text{PbO}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ mit dem Element $\text{Hg}|\text{HgO}|\text{NaOH}|\text{PbO}|\text{Pb}$ untersucht. Der Temperaturkoeffizient der EMK auf das erstere Element umgerechnet, ergibt sich zu $-0,0003653$ Volt/Grad. Ähnlich wurde im Element $\text{Ag}|\text{Ag}_2\text{O}|\text{NaOH}|\text{HgO}|\text{Hg}$ die Reaktion $\text{Ag}_2\text{O} + \text{H}_2 = 2\text{Ag} + \text{H}_2\text{O}$ untersucht; die durch Schwankungen erschwerten Messungen ergaben, auf den Temperaturkoeffizienten der EMK des $\text{Ag}|\text{Ag}_2\text{O}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ -Elements umgerechnet, die Größenordnung $-0,0001$ Volt/Grad. Hieraus berechnet sich die Wärmetönung der Reaktion $\text{HgO} + \text{H}_2 = \text{Hg} + \text{H}_2\text{O}$ zu 46880 cal, die der Reaktion $\text{PbO} + \text{H}_2 = \text{Pb} + \text{H}_2\text{O}$ zu 16603 cal. Die Temperaturkoeffizienten der EMK des $\text{Hg}|\text{HgO}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ - und des $\text{Pb}|\text{PbO}|\text{NaOH}|\text{H}_2(\text{Pt})$ -Elements wurden zur thermodynamischen Berechnung der Integrationskonstanten (j'_k) der van 't Hoff'schen Differentialgleichung für das chemische Gleichgewicht (Reaktionsisochore) der beiden Reaktionen verwendet. Die so erhaltenen j'_k -Werte: $-3,30_3$ bzw. $-3,44$ stimmen mit dem vom Nernstschen Wärmesatz geforderten Werte ($-3,7$) nicht so gut überein, wie mit dem nach Eucken und Fried durch Annahme des Vorhandenseins einer Nullpunksentropie für wahrscheinlich angenommenen Wert ($-3,38_5$), wodurch die Wahrscheinlichkeit letzterer Theorie eine Steigerung erfährt.

St. Handel.

G. H. Dieke. On the specific heat of hydrogen. Phys. Rev. (2) **27**, 639, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die spezifische Wärme des Wasserstoffs wurde mit verschiedenen Annahmen über die Apriori-Wahrscheinlichkeiten $p = j + a$ neu berechnet (j totales Impulsmoment, a eine unbestimmte Korrekturgröße). Die Ergebnisse waren: Mit m (Rotationsquantenzahl) $= 1/2$, $3/2$, $5/2$ gibt kein Wert von p_j ausreichende Übereinstimmung. Mit $m = 1/2$, $2 1/2$, ... kommt bessere Übereinstimmung. Mit $m = j \pm 1/4$ zeigt sich gute Übereinstimmung bei tiefen Temperaturen. Andere weniger plausible Annahmen geben ausreichende Übereinstimmung. Bei höheren Temperaturen kommt die Nichtstarrheit des Moleküls in Betracht, doch reichen die Daten zur Entscheidung über eine der möglichen Annahmen nicht aus.

Kratzer.

Hervey C. Hicks and Allan C. G. Mitchell. The specific heat and entropy of hydrogen chloride derived from infra-red band spectra. Journ.

Amer. Chem. Soc. 48, 1520—1527, 1926, Nr. 6. Für die Berechnung des Rotations- und Oszillationsanteils der spezifischen Wärme ist die Kenntnis des Energieinhalts des Moleküls notwendig. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten entnehmen die Verf. diese Daten nicht einem Modell, sondern unmittelbar den Beobachtungen der Rotationsschwingungsbanden von HCl. Nach dem Maxwell-Boltzmannschen Prinzip werden dann die Energie pro Mol und die spezifische Wärme, soweit sie auf Rotation und Schwingung zurückgehen, berechnet. Die Apriori-Wahrscheinlichkeit der Rotationszustände wird dabei mit $m + \frac{1}{2}$ angesetzt. Die Werte für die spezifische Wärme werden zwischen 0 und 600° K zahlenmäßig berechnet. Die Genauigkeit der Rechnung beträgt zwischen 50 und 400° vier Ziffern, außerhalb dieses Bereiches drei Ziffern. Ein Vergleich mit den Beobachtungen wird nicht gegeben. Die Entropie des Gases wird nach der Formel

$$S = \frac{5}{2} R \ln T - R \ln p + \frac{3}{2} R \ln M + S_1 + \int_0^T C_v \frac{dT}{T}$$

(M Molekulargewicht, S_1 Entropiekonstante für einatomige Gase nach Tetrode oder Lewis) berechnet, wobei das Integral graphisch ausgewertet wird. Nach Tetrode kommt dann für die Entropie von HCl bei 298,1° abs. und 1 Atm. Druck der Wert 43,40, nach Lewis 43,17, während der empirische Wert nach Eastman 43,3 ist.

Kratzer.

R. Mecke. Bemerkung zu der Notiz von J. Koenigsberger: „Optische Bestimmung der Dissoziationswärme der Halogene“. Naturwissensch. 14, 881—882, 1926, Nr. 38. Verf. weist im Zusammenhang mit der Notiz von J. Koenigsberger (Naturwissensch. 14, 779, 1926, Nr. 33; diese Ber. 7, 1860, 1926) darauf hin, daß 1. die Kantenformeln seiner Arbeit (Ann. d. Phys. 71, 104, 1923) lediglich auf Grund eigener Messungen und nicht solcher von Meggers und Peters berechnet worden sind, und daß 2. die Bestimmung der Konvergenzstelle $\lambda = 4995$ nicht auf Extrapolation irgend einer Kantenformel, sondern auf direkter Beobachtung beruht. Der Wert $\lambda = 4995$ bedeutet eine langwellige Grenze für die Konvergenzstelle, dieselbe könnte wohl kurzwelliger, aber sicher nicht langwelliger sein, und also keinesfalls bei $\lambda = 5065$ liegen, wie J. Koenigsberger annimmt.

W. Grotrian.

J. Koenigsberger. Zu der Bemerkung von R. Mecke über die optische Bestimmung der Dissoziationswärme der Halogene. Naturwissensch. 14, 1035—1036, 1926, Nr. 47. Verf. erwidert auf obige Bemerkung von R. Mecke und bemerkt insbesondere, daß die Behauptung, die Bestimmung der Konvergenzstelle beruhe auf Berechnung, nicht von ihm, sondern von H. Kuhn (Naturwissensch. 14, 600, 1926, Nr. 25) herrührt. Er hält es für schwierig, die Konvergenzstelle ohne Zuhilfenahme einer Kantenformel zu bestimmen. Zur Stütze der Behauptung, daß die Konvergenzstelle mit dem Absorptionsmaximum zusammenfalle, führt Verf. die Arbeiten von Holtzmark und anderen über die kontinuierliche Absorption an der Grenze der Serienspektren an.

A. Magnus und M. Mannheimer. Untersuchungen über Mischungswärmen geschmolzener Metalle. ZS. f. phys. Chem. 121, 267—288, 1926, Nr. 3/4. Zur Bestimmung der Mischungswärmen geschmolzener Metalle arbeiteten die Verf. zwei Methoden aus. Bei der direkten werden die Metalle im flüssigen Zustand zusammengelassen, und die hierbei stattfindende Temperaturänderung wird bestimmt. Diese, multipliziert mit dem Wasserwert des Gemisches (ein-

schließlich Schmelzgefäß), ist dann die gesuchte Wärmetönung. Bei der indirekten Methode läßt man die auf eine Temperatur T oberhalb des Schmelzpunktes der beiden Komponenten erhitzten Metalle in ein Wasserkalorimeter fallen und bestimmt auf diese Weise den Unterschied des Wärmeinhalts der Komponenten und der Mischung zwischen der Anfangstemperatur T und der Endtemperatur T_0 . Wegen der näheren Ausgestaltung der Verfahren muß auf die Abhandlung verwiesen werden. Es wurde gefunden, daß bei keiner der untersuchten binären Legierungen die maximale Mischungswärme bei dem äquimolekularen Gemisch der Metalle entwickelt bzw. gebunden wird. Beim Vermischen von Pb—Sn, Sn—Cd, Pb—Cd, Zn—Sn ergab sich eine Abkühlung, bei Bi—Sn eine Erwärmung. In der Mischung 75 Proz. Zink und 25 Proz. Zinn wurde ein Beispiel gefunden, bei dem die Temperaturerniedrigung beim adiabatischen Vermischen der beiden Metalle größer ist als die Schmelzpunktserniedrigung, welche die höher schmelzende Komponente beim Vermischen erfährt. *Böttger.*

Erich Braun. Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. ZS. f. techn. Phys. 7, 505—508, 1926, Nr. 10. Der neue Apparat ist eine Abart des von Henning konstruierten. Es wird die Ausdehnung relativ zu Quarz bestimmt. Die Verschiebung des inneren Zylinders gegen das äußere Rohr wird durch eine Winkeldrehung zweier Prismen gemessen, die ihrerseits durch den Abstand zweier Spiegelbilder derselben Marke auf dem Okularmaßstab eines Autokollimationsablesefernrohrs bestimmt werden kann. *H. Ebert.*

Hilding Köhler. Zur Thermodynamik der Kondensation an hygroskopischen Kernen und Bemerkungen über das Zusammenfließen der Tropfen. Medd. Meteorol. Hydrogr. Anstalt Stockholm 3, 16 S., 1926, Nr. 8. Verf. lehnt die Voraussetzungen, die Hertz und Neuhoß zu ihren thermodynamischen Gleichungen einer adiabatischen Abkühlung aufsteigender Luft führten, ab. Er gibt neue Voraussetzungen und neue Gleichungen. *H. Ebert.*

G. Calingaert and W. J. Boesch. A Correction to the freezing point diagram of lead-sodium alloys. Journ. Amer. Chem. Soc. 45, 1901—1904, 1923, Nr. 8. [S. 188.] *Güntherschulze.*

J. S. Dunn. The low temperature oxidation of copper. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 210—219, 1926, Nr. 757. [S. 190.] *Böttger.*

William A. Bone, D. M. Newitt and D. T. A. Townend. Gaseous Combustion at High Pressures. Part V. The Explosion of Hydrogen-Air and Carbon Monoxide-Air Mixtures at Varying Initial Pressures up to 175 Atmospheres. Proc. Roy. Soc. London (A) 108, 393—418, 1925, Nr. 747. Untersucht wurden die Gemische $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4\text{N}_2$, $2\text{CO} + \text{O}_2 + 4\text{N}_2$, $2\text{CO} + \text{O}_2 + 4\text{CO}$, $2\text{CO} + \text{O}_2 + 4\text{Ar}$. Die Anfangsdrucke betrugen 75 bis 175 Atm. Folgende Ergebnisse wurden erhalten: Im allgemeinen (eine Ausnahme bildet das zweite der obigen Gemische) wird mit wachsendem Anfangsdruck die zur Erreichung des Maximaldruckes erforderliche Zeit kürzer. Bei dem CO-Luftgemisch ist jedoch, wenn der Anfangsdruck 175 Atm. beträgt, die zur Erreichung des Maximaldruckes erforderliche Zeit das Achtfache von derjenigen, die beim Anfangsdruck 3 Atm. vergeht. Der Grund dafür liegt in der Aktivierung des Stickstoffs, die bei diesen Explosionen mit dem Anfangsdruck zunimmt. Die Kohlenoxyd-Luftgemische bilden bei der Explosion mit hohen Anfangsdruckten außer beim Vorhandensein eines Überschusses von Luft nur wenig Stickoxyd;

ist diese Bedingung erfüllt und der Anfangsdruck hoch genug, so entstehen weit größere Mengen von Stickstoffperoxyd, als aus rein thermodynamischen Gründen zu erwarten sind, weil die primäre Stickstoffaktivierung mehr ein Druck- als ein Temperaturphänomen ist. In keinem der Versuche konnte ein Beweis für den Eintritt einer Nachverbrennung erbracht werden, wenn der Anfangsdruck mehr als 10 Atm. betrug, obwohl Anzeichen bei den Versuchen mit Kohlenoxyd schon bei dem Anfangsdruck von nur 3 Atm. erkennbar waren. Bei den Explosionen von Gemischen von Wasserstoff mit Luft überstieg bei allen Anfangsdrücken bis zu 175 Atm. der Betrag der Dissoziation des Wasserdampfes bei der höchsten Temperatur niemals den ungefähren Wert 1 Proz.; auch konnte keine Aktivierung des Stickstoffs beobachtet werden. Bei der Explosion der Gemische $2\text{ CO} + \text{O}_2 + 4\text{ CO}$ bei Anfangsdrücken zwischen 75 und 150 Atm., wobei die Maximaltemperaturen wahrscheinlich 2900 bis 3150°C waren, verhinderte der Überschuß von CO die Dissoziation des CO_2 sehr erheblich. Die Abkühlung von der Höchsttemperatur erfolgte sehr schnell und war während der ersten 0,5 Sekunden der absoluten Temperatur proportional, später ihrer dritten bis vierten Potenz, je nach der Größe des Anfangsdruckes. Betrug dieser 150 Atm., so war sie der vierten Potenz proportional, wodurch bewiesen wird, daß das gasförmige Medium bei und einige Zeit nach Erreichung der Höchsttemperatur sich in einem Zustand hohen Strahlungsvermögens befindet. Dagegen ist bei den Gemischen $2\text{ CO} + \text{O}_2 + 4\text{ Ar}$, welches auch der Anfangsdruck zwischen 3 und 175 Atm. ist, die Dissoziation des CO_2 bei der Höchsttemperatur beträchtlich, wahrscheinlich 15 bis 25 Proz. Die Werte des Quotienten P_m/P_i (P_m bezeichnet den wegen der Abkühlung während der Explosion korrigierten Maximaldruck, P_i den wegen der Abweichungen vom Boyleschen Gesetz korrigierten Anfangsdruck) wachen erheblich mit dem Anfangsdruck, was vielleicht von der mit dem Druck zunehmenden Undurchlässigkeit des gasförmigen Mediums für die während der Explosion ausgesandte Strahlung herrührt.

Böttger.

William A. Bone, R. P. Fraser and D. M. Newitt. New experiments upon the combustion of well-dried carbon monoxide and oxygen mixtures. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) 110, 634–645, 1926, Nr. 756. [S. 181.]

Böttger.

J. S. Dunn. The high temperature oxidation of metals. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 203–209, 1926, Nr. 757. [S. 190.]

Böttger.